ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND CHEMISCHEN UNTERRICHT

54. JAHRGANG 1941 HEFT 4

Die Stellung der Mikrophysik im physikalischen Weltbild.

Von **P. Jordan**, z. Zt. in einem Flugstützpunkt.

1.

In einer Unterhaltung sagte jemand: „Es sollte doch endlich einmal ein wahrhaft modernes Lehrbuch der Physik geschrieben werden, das bei den Atomen anfängt, und bei der klassischen Makrophysik als einer Folgerung aus der Atomphysik endigt.“ Es lohnt sich, darüber nachzudenken, ob dieser Wunsch erfüllbar wäre.

Natürlich gibt es gewisse auf der Hand liegende Einwände; Einwände pädagogischer Art. Die Reife und Geübtheit physikalischen Urteils und physikalischen Vorstellungsvermögens, welche sicherlich Voraussetzung für ein Verständnis der Atomphysik ist, muß zunächst an anderen Fragestellungen erworben und gefestigt werden. Auf alle Fälle also könnte das gewünschte Lehrbuch schwerlich als „Lehrbuch“ gebraucht werden — es wäre eher für den Fachmann als für den Lernenden geeignet, als eine Systematik unseres physikalischen Wissens, die erst auf Grund umfassender Vorkenntnisse mit Erfolg studiert werden könnte. Aber wir wollen jetzt, von allem Pädagogischen vorläufig absehend, die grundsätzliche Frage stellen, ob es sachlich möglich wäre, eine systematische Darstellung der Physik in der angedeuteten Form anzulegen.

Würden wir dabei nur an den mathematischen Formalismus der theoretischen Physik denken, so wäre freilich kein Zögern in der Bejahung unserer Frage angebracht. Dieser mathematische Formalismus — aufgebaut auf den Rechengesetzen der Operatoren und Matrizen — kann einem mathematisch Geschulten erläutert werden, ohne daß dieser von irgendwelcher Physik etwas zu wissen braucht. Auch kann der mathematische Formalismus der klassischen Makrophysik — also im wesentlichen die Mathematik der Hamilton-Jacobischen Differentialgleichung, und was damit zusammenhängt — als ein im quantenmechanischen Formalismus enthaltener Grenzfall erläutert werden.

Aber sobald wir nicht nur Mathematik fordern, sondern wirkliche Physik, müssen wir den umgekehrten Weg gehen. Physik treiben heißt ja nicht nur, mathematische Zusammenhänge um ihrer selbst willen zu betrachten. Sondern es handelt sich darum, die fraglichen mathematischen Formalismen zu begreifen als Mittel einer Beschreibung der erfahrbaren Wirklichkeit; und da liegt es nun so, daß wir nur die Begriffe der Makrophysik unmittelbar mit der Erfahrung verknüpfen können, die Begriffe der Mikrophysik hingegen erst auf dem Umweg über die Makrophysik. Temperatur, Geschwindigkeit, Beschleunigung, Lichtintensität, Stromstärke — diese und ähnliche Begriffe sind unmittelbar aus der Erfahrung heraus geschaffen; was sie bedeuten, kann handgreiflich und anschaulich erläutert werden. Aber eine Schrödingersche Wellenfunktion (etwa für den Grundzustand des H-Atoms) bedeutet zunächst überhaupt nichts Faßbares; sie spielt eine Rolle für die Vorhersage der Ergebnisse gewisser statistischer Auszählungen an Experimenten, die man mit H-Atomen machen kann; aber man braucht, um diese Experimente verstehen oder beschreiben zu können, zuvor eine umfassende, gründliche Kenntnis der Makrophysik.

Übrigens ist auch innerhalb der Makrophysik — bei völliger Ausschaltung alles Mikrophysikalischen — eine gewisse Stufenordnung der Begriffe festzustellen, derart

daß gewisse Begriffe eine besonders unmittelbare Bedeutung haben — etwa der Begriff der Temperatur, oder der Begriff der Geschwindigkeit; wohingegen andere Begriffe erst auf Grund umfassender Erfahrungen und tief eindringender Forschungen konstituierbar geworden sind — so etwa der Begriff des Impulses in seiner Anwendung nicht nur auf materielle Körper, sondern auch auf elektromagnetische Strahlung. Aber so groß auch diese Stufenunterschiede im Gedankengebäude der klassischen Makrophysik sind, sie treten weit zurück gegenüber der ungeheuren Kluft, welche die mikrophysikalische Begriffswelt von der makrophysikalischen trennt. Obwohl dabei die Gesetze der Makrophysik, vom systematisch-deduktiven Standpunkt aus gesehen, nur Folgerungen aus denen der Mikrophysik sind, so bleibt doch andererseits die mikrophysikalische Begriffswelt von der makrophysikalischen abhängig in dem Sinne, daß nur die Bezugnahme auf die (als bekannt vorauszusetzende) Makrophysik eine physikalische Deutung der im mathematischen Schema der Mikrophysik zusammengefaßten Begriffe und Gesetzmäßigkeiten ermöglicht.

2.

Unsere wissenschaftliche Vorstellungswelt, herauswachsend aus der in der Fülle ihrer Einzelheiten gar nicht erschöpfend analysierbaren vorwissenschaftlichen Erfahrung — deren halb unbewußt vollzogene Verarbeitung in unserer Sprache ihren Niederschlag gefunden hat —, gründet sich in ausgedehntestem Maß auf Voraussetzungen, die aus dem vorwissenschaftlichen Denken als „Selbstverständlichkeiten“ übernommen sind, ohne einer über die vorwissenschaftliche Erfahrung hinausgehenden Prüfung unterzogen zu sein. Sich diese Voraussetzungen bewußt zu machen, sie aufzuzählen oder gar planmäßig nachzuprüfen, wäre ein Unternehmen, das uns ins Uferlose führen würde; die von philosophischer Seite oft vertretene Überzeugung, daß die Grundlagen und notwendigen Voraussetzungen unseres Denkens erschöpfend analysiert und geklärt werden können, ist ein Optimismus, der schwerlich irgendeine Unterlage besitzt.

Belangreich und fruchtbar wird die Herausarbeitung solcher als unbewußte Voraussetzungen benutzter „Selbstverständlichkeiten“ erst dann, wenn es sich zeigt, daß bestimmte Voraussetzungen, die wir bislang gemacht hatten, tatsächlich nur begrenzte Anwendungsmöglichkeit besitzen; derart, daß die durch unsere Forschungsarbeit erschlossenen neuen Erfahrungsgebiete uns Beispiele einer Widerlegung dieser Voraussetzungen liefern. Wir stehen dann vor der Notwendigkeit, uns die fragliche Voraussetzung, deren „Selbstverständlichkeit“ sich jetzt als nur scheinbar erwiesen hat, klar bewußt zu machen, um ihre Gültigkeitsgrenzen bestimmen — und uns außerhalb dieser Gültigkeitsgrenzen von dieser Voraussetzung frei machen zu können.

So hat die Quantenphysik gewisse „Selbstverständlichkeiten“ der klassisch-physikalischen Vorstellungswelt als revisionsbedürftig erwiesen, die wir kurz unter dem Schlagwort Objektivierbarkeit des physikalischen Geschehens zusammenfassen können. Im Rahmen der Makrophysik machen wir uns folgendes Bild vom Zustandekommen unserer Wahrnehmung physikalischer Ereignisse. Ein wahrnehmendes, beobachtendes, experimentierendes Subjekt steht objektiven Gegenständen und Vorgängen gegenüber, die unabhängig von dem Objekt existieren und durch die Beobachtung als solche nicht beeinflußt werden. Was wir erleben, hängt einerseits davon ab, auf welchen Gegenstand wir unsere Aufmerksamkeit und unsere Beobachtungstätigkeit richten. Zum andern hängt es ab vom objektiven Ablauf der von uns beobachteten Vorgänge. Es hängt von mir ab, ob ich durch ein Fernrohr einen Planeten beobachten oder im Mikroskop das Feingefüge etwa eines Gesteins untersuchen will — andere Beobachter, die ihre Aufmerksamkeit anderen Gegenständen zuwenden, machen entsprechend andere Erfahrungen. Aber das Gefüge des Gesteins oder die Bahn des Planeten existieren als objektive physikalische Gebilde

unabhängig vom Einzelvorgang der Beobachtung; diese Existenz kann nachgeprüft werden durch beliebige Wiederholung der Beobachtung sowie durch unabsehbar variierbare mittelbare Vergewisserung. Haben wir einmal einen gewissen Gegenstand oder Vorgang in vollständiger Beobachtung erfaßt, so ist das Ergebnis jeder weiteren Beobachtung an diesem Gegenstande voraussehbar — es ergibt sich eindeutig aus den bekannten Eigenschaften des Objektes einerseits und aus den angenommenen Bedingungen der neuen Beobachtung andererseits. So kann beispielsweise aus vollständiger Kenntnis der objektiven Bewegung eines Planeten für jedes zu bestimmter Zeit und in bestimmter Einstellung aufgestellte Fernrohr vorausgesagt werden, ob man den Planeten darin sehen wird oder nicht.

So führen wir also unsere Beobachtungsergebnisse zurück auf zwei verschiedene Arten von Bedingungen — die objektiven Bedingungen, welche für alle verschiedenen Beobachter dieselben sind, und welche durch die Ausführung einer Beobachtung in keiner Weise verändert werden; und die subjektiven Bedingungen, gegeben durch den individuellen Standort eines einzelnen Beobachters, seine Blickrichtung und die Art der ihm zur Verfügung stehenden Beobachtungsmittel. Die objektiven Bedingungen sind die objektiven Eigenschaften des beobachteten Objekts: die Existenz dieses Objektes, und die Unabhängigkeit seiner Eigenschaften vom Einzelvorgang seiner Beobachtung, sind unserer Denkgewohnheit etwas so „Selbstverständliches", daß wir uns meist nicht bewußt sind, mit dieser Vorstellungsbildung eine grandiose Gedankenkonstruktion vollzogen zu haben.

In dieser kühnen Gedankenkonstruktion sehen wir die ganze makrophysikalische Welt vor uns als Schauplatz eines objektiven Geschehens, dessen Existenz und Verlauf unabhängig davon ist, ob oder wie oder wie oft wir uns beobachtend darüber unterrichten. Es ist aber dem Scharfsinn Kants klar geworden, daß (in unserer Sprache ausgedrückt) diese Vorstellung gar nicht durchführbar wäre ohne die lückenlose Kausalität, welche die Makrophysik in ihrem gesamten Gebiete voraussetzt und auch immer wieder bestätigt. Nur ein unfehlbarer, nie versagender Ursach-Wirkungs-Zusammenhang macht es möglich, uns die objektive physikalische Welt als etwas eindeutig Bestimmtes — und durch ein immer dichteres Netz von Beobachtungen immer genauer Ermittelbares — vorzustellen. Wir machen ja in der Erforschung der feineren, verborgeneren physikalischen Verhältnisse in immer steigendem Maße Gebrauch von Möglichkeiten mittelbarer Beobachtung; wir benutzen immer verwickeltere Apparaturen als Beobachtungs- und Meßwerkzeuge; und ein zuverlässiger Rückschluß von unserer „Ablesung" am Meßwerkzeug auf den dadurch beobachtend festgelegten objektiven Zustand setzt voraus, daß im Arbeiten dieses Meßwerkzeuges ein eindeutiger Ursach-Wirkungs-Zusammenhang vorliegt. Das Meßwerkzeug ist aber selbst ein Teilstück der physikalischen Welt, und sein kausales Funktionieren beruht auf der universalen Kausalität, die sich im Gesamtgebiete der Makrophysik immer wieder bestätigt.

Eine nähere Analyse zeigt weiterhin, daß diese makrophysikalische lückenlose Kausalität nicht möglich wäre ohne das ebenfalls die ganze Makrophysik beherrschende Prinzip der Stetigkeit[1]. Indem die Quantenphysik gerade dieses Prinzip entscheidend durchbricht, rollt sie das Kausalitätsproblem und damit das Problem der Objektivierbarkeit grundsätzlich neu auf.

Es sei in diesem Zusammenhange bemerkt, daß alle physikalischen Unstetigkeiten, die wir kennen, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h zusammenhängen. Im Lichtfelde treten die Lichtquanten $h\nu$ auf. Elektrische Ladungen erweisen sich stets als ganzzahlige Vielfache der Elementarladung e; und diese hängt ihrer-

[1] Zur näheren Erläuterung dieser Analyse vgl. P. Jordan: Die Physik des XX. Jahrhunderts. 4. Aufl. Braunschweig 1941. — Vgl. ferner: Die Physik und das Geheimnis des organischen Lebens. Braunschweig 1941.

seits über die dimensionslose „Feinstrukturkonstante“ $\frac{2\pi e^2}{hc}$ (die aus theoretisch noch unverstandenen Gründen annähernd den Zahlwert $\frac{1}{137}$ hat) mit h zusammen, derart, daß der Grenzfall $h \to 0$ auch den Grenzübergang $e \to 0$ fordert. Endlich ist auch die Atomistik der Materie durch h bedingt; allerdings unter Mitbeteiligung der „Elementarlänge“ $l \backsimeq 10^{-13}$ cm, deren tiefere Bedeutung uns heute erst andeutungsweise sichtbar zu werden beginnt: Sie tritt auf z. B. als Größenordnung für den Radius des Elektrons und für die Reichweite der Kernbindungskräfte. Die Masse m_p des Protons ist durch h und l bestimmt in der Form $m_p c l \backsimeq h$; also auch m_p würde Null im Falle $h = 0$.

3.

Die Atom- und Quantenphysik hat sich historisch derart entwickelt, daß man zunächst in naiver, unbekümmerter Weise die „Selbstverständlichkeiten“ der makrophysikalischen Vorstellungsformen als auch dort gültig annahm. Nachträglich hat man dann erkennen müssen, welche Vorsicht dabei tatsächlich erforderlich ist. Während wir uns den Planeten vorstellen dürfen in einer vom Einzelvorgang der Beobachtung ganz unabhängigen Durchlaufung seiner Bahn — wobei zu jedem Zeitpunkt ein bestimmter Ort und eine bestimmte Geschwindigkeit des Planeten feststellbar ist —, können wir keineswegs diese Vorstellung auch auf ein Elektron oder ein Alphateilchen übertragen. Wenn auch die WILSON-Kammer uns die Bahn eines solchen Teilchens durch eine Nebelspur sichtbar macht, so ist dabei doch, wie primitivste rechnerische Abschätzung zeigt, die Verwaschenheit in der Festlegung von Ort und Impuls so groß, daß wir praktisch nicht einmal entfernt herankommen an die durch die berühmte HEISENBERGsche Ungenauigkeitsbeziehung festgelegte Mindestverwaschenheit: Bekanntlich gilt für die bei einer Beobachtung zugelassene Ungenauigkeit Δx einer Ortskoordinate x und die Ungenauigkeit der entsprechenden Geschwindigkeitskomponente $\mathfrak{v}_x$ die Ungleichung $m \Delta x \Delta \mathfrak{v}_x \geqq h$, wenn m die Masse des Teilchens und h das PLANCKsche Wirkungsquantum ist. Die hiermit ausgedrückte Unmöglichkeit, Ort und Impuls zugleich als grundsätzlich beliebig scharf bestimmbar vorzustellen — wie wir es in der Makrophysik als selbstverständlich annehmen —, ist das vollkommen Neue, das die Quantenphysik gegenüber allem gewohnten naturwissenschaftlichen Denken gebracht hat.

Allgemein pflegen wir mit dem Worte „Komplementarität“ die Tatsache zu bezeichnen, daß jedes mikrophysikalische Gebilde jeweils nur gewisse Seiten seiner physikalischen Eigenschaften in klarer Bestimmtheit zu zeigen vermag, während zugleich andere, dazu „komplementäre“ Eigenschaften unbestimmt, verschwommen werden. Zwingen wir etwa ein Elektron, einen scharf definierten Ort (also im idealen Falle $\Delta x = 0$) anzunehmen, so muß dafür eine völlige Unbestimmtheit des Impulses ($\Delta \mathfrak{v}_x = \infty$) in Kauf genommen werden. Das zeigt sich darin, daß ein nachfolgendes Experiment der Impulsmessung — welches das Elektron nunmehr zwingt, einen scharf definierten Impulswert $m \mathfrak{v}_x$ anzunehmen — von Fall zu Fall verschiedene Ergebnisse zutage fördert, und zwar mit einer ganz bestimmten statistischen Verteilung (Gleichwahrscheinlichkeit aller Impulswerte von $-\infty$ bis $+\infty$, entsprechend $\Delta \mathfrak{v}_x = \infty$).

Diese hier kurz zusammengefaßte Erläuterung zeigt, in welchem Umfang und mit welchen Einschränkungen man im mikrophysikalischen Gebiete noch die Vorstellung der makrophysikalischen Objektivierbarkeit analogisieren kann: Es ist hier keine Rede mehr von einem physikalischen Geschehen, das als unabhängig von den Beobachtungsvorgängen gedacht werden dürfte. Erst der Vorgang der experimentellen Ortsmessung bewirkt, daß sich das Elektron für einen definierten Ort entscheidet; und dabei wird die komplementäre Größe, der Impuls, völlig verschwommen.

Wir wollen aber versuchen, diesen Sachverhalt noch etwas deutlicher zu erfassen: vor allem müssen wir uns genauer darüber klar werden, was wir in diesem Zusammen-

hang unter einer „Beobachtung" verstehen. Natürlich kann das physikalische Verhalten des Elektrons nicht abhängig sein davon, ob ein menschliches Bewußtsein etwas davon erfährt oder nicht. Vielmehr kommt es darauf an, daß ein Meßwerkzeug mit dem Elektron in physikalische Wechselwirkung tritt, derart, daß das Elektron auf das Meßwerkzeug eine Wirkung ausübt, die etwas von dem Zustand (z. B. Ort, oder Impuls) verrät, in dem sich das Teilchen jetzt befindet. Betreffs dieses Meßwerkzeuges erinnern wir uns aber an das oben Ausgeführte: es kann sich nur um eine makrophysikalische Apparatur handeln; ein mikrophysikalisches Gebilde wäre wegen seiner akausalen Unzuverlässigkeit als Werkzeug messender Beobachtung unbrauchbar.

Ein mikrophysikalisches Gebilde nimmt also erst in Wechselwirkung mit makrophysikalischen Beobachtungsmitteln definierte Eigenschaften an: mit dieser Feststellung ist klargelegt, daß tatsächlich die Mikrophysik — obwohl die makrophysikalischen Naturgesetze deduzierbare Folgerungen der mikrophysikalischen sind! — erst nach der Makrophysik und von der Makrophysik aus formulierbar wird.

4.

Was heißt aber „Meßwerkzeug" oder „Beobachtungsmittel"? Es scheint wünschenswert, dieses Wort ganz zu umgehen, um endgültig den — natürlich vollkommen irrigen — Eindruck zu zerstören, daß in der Abhängigkeit mikrophysikalischen Geschehens von Einzelvorgängen der „Beobachtung" der Mensch und sein Bewußtsein eine Rolle spielte. Als Beobachtungsmittel im oben gemeinten Sinn ist jede makrophysikalische Apparatur geeignet, auf welche das Elektron eine merkbare Wirkung ausüben kann. Die physikalische Seite eines „Beobachtungsvorgangs" am Elektron besteht allemal darin, daß das Elektron irgendwie und irgendwo eine makrophysikalische Spur hinterläßt.

Wir haben oben in der üblichen Ausdrucksweise der Quantenphysiker von der Komplementarität und der Eigenschaftsverschwommenheit an mikrophysikalischen Gebilden gesprochen. Die dort gebrauchte Ausdrucksweise ist zweifellos unentbehrlich für den Quantenphysiker, zwecks kürzester Kennzeichnung derartiger Verhältnisse. Jedoch sahen wir uns durch das Bestreben, volle Deutlichkeit zu erreichen, zu einer anderen Darstellungsweise geführt, welche umständlicher ist, aber den Vorzug besitzt, die etwas „mystisch" anmutenden (und jedenfalls einer grundsätzlichen Erläuterung bedürftigen) Ausdrücke zu vermeiden, die wir gebrauchten, als wir von der Zustandsverschwommenheit sprachen, oder von dem auf das Elektron ausgeübten Zwang, sich für einen definierten Ort zu entscheiden. Diese andere Darstellungsweise besteht darin, daß wir ganz darauf verzichten, von Dingen oder Vorgängen zu sprechen, die nun doch einmal außerhalb der Anwendbarkeit des gewohnten Denkens in objektivierten Vorgangsbildern liegen. Wir sprechen also sozusagen gar nicht vom Elektron selbst, sondern nur von den makrophysikalischen Spuren, die es gelegentlich erzeugt: diese gewissermaßen „behavioristische" Darstellungsweise wäre in der Tat (obwohl sie, wenn sie in jedem Einzelfalle durchgeführt werden sollte, den Nachteil einer gewissen Umständlichkeit hätte) die adäquateste angesichts des Umstandes, daß das Elektron — wie Heisenberg es einmal ausgedrückt hat — eigentlich immer nur blitzartig (in den Einzelvorgängen einer makrophysikalischen Spurerzeugung) volle Realität gewinnt.

Derartige Erzeugung einer makrophysikalischen Spur durch ein einzelnes mikrophysikalisches Gebilde oder Ereignis liegt beispielsweise vor, wenn in der Wilsonkammer eine einzelne Ionisierung einen mikroskopisch sichtbaren Nebeltropfen erzeugt; oder wenn im Millikan-Versuch ein einzelnes, in einem sonst elektrisch neutralen Öltröpfchen vorhandenes Elektron dieses Tröpfchen der beschleunigenden Wirkung eines elektrischen Feldes aussetzt; oder wenn ein einzelnes Elementarteilchen eine Entladung in einem Zählrohr auslöst, oder eine Szintillation hervorbringt, oder ein

Korn einer photographischen Platte entwickelbar macht. Oder endlich, wenn ein einzelnes ultraviolettes $h\nu$ eine Mutation auslöst oder eine lebende Zelle tötet.

Nur die Gegenstände und Vorgänge der Makrophysik haben volle Realität im uns gewohnten strengen Sinne des Wortes: Nur für sie ist die Vorstellung eines von den Beobachtungsvorgängen unabhängigen objektiven Seins und Geschehens durchführbar. Die aller Makrophysik zugrunde liegende mikrophysikalische Welt entzieht sich einer objektivierenden Festlegung ihrer Zustände: volle Realität gewinnt ein einzelnes mikrophysikalisches Gebilde oder Ereignis nur in den Ausnahmevorgängen makrophysikalischer Spurerzeugung, in denen es mit der charakteristischen mikrophysikalischen Unstetigkeit in Erscheinung tritt. Wenn wir in radikaler Weise nur von vollgültigen Realitäten sprechen wollen, so haben wir auch diese Spuren nur von der Makrophysik aus zu betrachten: sie sind dann zu kennzeichnen als die Ausnahmestellen, wo die sonst lückenlos gültige makrophysikalische Kausalität durch Spontanereignisse durchbrochen wird.

Jedoch bleibt es schon aus Gründen darstellungstechnischer Zweckmäßigkeit unabweisbar, daß wir uns hinter oder unter der Makrophysik das Reich der Mikrophysik denken, die an diesen Ausnahmestellen durchschimmert.

5.

Die wunderbare Entdeckung, welche durch die Quanten- und Wellenmechanik gemacht wurde, ist nun die, daß das fragliche Reich der mikrophysikalischen Gebilde trotz der Unmöglichkeit, es im Sinne der gewohnten Realitätsvorstellung zu beschreiben, einer mathematischen Beschreibung zugänglich ist, die — wenn man sich einmal in sie eingelebt hat — als von erstaunlicher innerer Einfachheit und durchsichtigster Klarheit zu erkennen ist. Wir kennzeichnen den Zustand, in welchem sich ein Atom befindet, durch eine gewisse „Wellenfunktion". Versuche, sich unter dieser Wellenfunktion irgendetwas vorzustellen, was nach Analogie makrophysikalischer Verhältnisse gedacht ist, führen unfehlbar in Mißverständnisse. Die tatsächliche Bedeutung der Wellenfunktion ist aber die, daß sie uns — je nachdem, wie sie gerade aussieht — eine erschöpfende Auskunft gibt über die Statistik der zu erwartenden Ergebnisse irgendwelcher Messungsexperimente, die wir an dem Atom ausführen können; oder wiederum anders ausgedrückt: irgendwelcher makrophysikalischen Spurerzeugung, die durch dieses Atom zuwege gebracht werden kann. Die Wellenfunktion sagt uns, daß gewisse Eigenschaften des Atoms jetzt gerade definierte Werte haben: eine Messung dieser Eigenschaften wird zu bestimmten, keiner statistischen Ungewißheit ausgesetzten Ergebnissen führen. Die unendlich vielen sonstigen Messungen hingegen, die an dem Atom ausgeführt werden können, führen, wenn die gleiche experimentelle Situation wiederholt verwirklicht wird, von Fall zu Fall zu verschiedenen Ergebnissen; und die Wellenfunktion ermöglicht eine Vorausberechnung der statistischen Verteilung dieser Ergebnisse — für diejenigen Größen, die zu den jetzt gerade scharf definierten Eigenschaften komplementär sind, ergibt sich insbesondere Gleichwahrscheinlichkeit aller überhaupt in Frage kommenden Ergebnisse.

Wir kommen zum Ausgangspunkt unserer Betrachtung zurück. Der mathematische Formalismus der Quantenmechanik, also die Mathematik der Wellenfunktionen und der daraus abzuleitenden „statistischen Erwartungswerte" der Operatoren oder Matrizen, welche die meßbaren Eigenschaften des betreffenden mikrophysikalischen Gebildes symbolisieren — dieser ganze Formalismus kann als solcher ohne Bezugnahme auf irgendwelche Physik mathematisch erläutert und verstanden werden. Aber sein physikalischer Inhalt und Sinn kann nur unter vorausgesetzter Kenntnis der Makrophysik erklärt werden; denn erst in der Auseinandersetzung mit makrophysikalischen Gebilden, unter Erzeugung makrophysikalischer Spuren, gewinnen die mikrophysikalischen Gebilde ein objektivierbares Dasein.

Wenn also pädagogischer Instinkt Einspruch erhebt gegen den Gedanken eines Lehrbuches der Physik, das die Mikrophysik an die Spitze stellt, so ist dieser Einspruch nicht nur im pädagogischen Sinne berechtigt. Nicht nur pädagogische Anlehnung an den historischen Erkenntnisgang, sondern eine für immer unabänderliche Sachlage nötigt dazu, im systematischen Aufbau der Physik die Makrophysik voranzustellen: Es ist uns nicht möglich, unmittelbar der mikrophysikalischen Welt gegenüber zu treten. Nur von der Makrophysik aus wird uns das Mikrophysikalische faßbar — im experimentellen und im vorstellungsmäßigen Sinn.

Über neue Experimente mit dem Drehschemel.

Von **G. Heinrich** in Wien.

I. Veranschaulichung der verschiedenen Formen der erzwungenen regulären Präzession des symmetrischen Kreisels.

Zur versuchsmäßigen Darstellung der erzwungenen Präzession eines symmetrischen Kreisels mittels eines Drehschemels ist ein Kreiselmodell besonders geeignet, das E. Mach zur Durchführung eines anderen Experimentes angegeben hat[1].

Fig. 1 zeigt das Machsche Kreiselmodell, bestehend aus einem Rahmen R und einem darin festgeschraubten Trägerstück T, das mit dem Kreiselrahmen K_R und dem Kreisel K durch das Scharniergelenk O verbunden ist. Das Modell ist durch eine Schraube S an dem Drehschemel D befestigt. Der Kreisel K ist symmetrisch und so beschaffen, daß sein Trägheitsmoment in Bezug auf die Figurenachse A, die durch O hindurchgeht, kleiner ist als sein Trägheitsmoment in Bezug auf eine beliebige dazu senkrechte Achse durch den Punkt O. Das Trägheitsmoment des Kreiselrahmens K_R soll gegenüber dem des Kreisels verschwindend klein sein. Der in Fig. 1a dargestellte symmetrische Kreisel, der ebenfalls ein Trägerstück T zur Befestigung im Rahmen R besitzt, unterscheidet sich von dem Kreisel der Fig. 1 dadurch, daß sein Trägheitsmoment in Bezug auf seine Figurenachse A größer ist, als das in Bezug auf eine beliebige, durch O gehende, dazu senkrechte Achse. Wird das Trägerstück so eingestellt, daß die Achse der Drehscheibe durch O hindurchgeht, so kann bei aufgezogenem Kreisel durch Drehen des Schemels eine reguläre Präzessionsbewegung mit dem Festpunkt in O erzwungen werden.

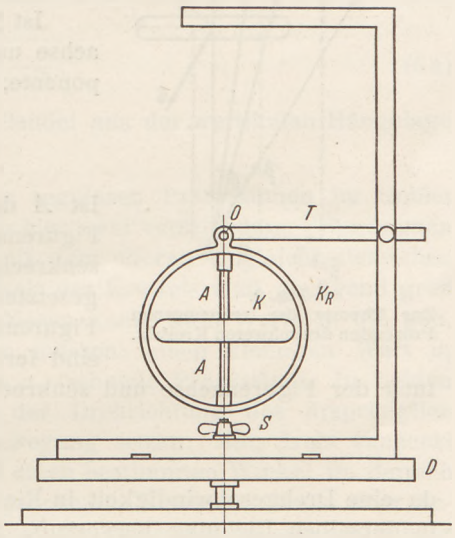


Fig. 1. Machsches Kreiselmodell auf Drehschemel.

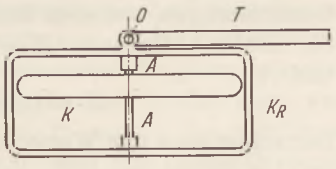


Fig. 1a. Kreiselmodell mit abgeänderter Massenverteilung.

Man ist nun in der Lage, die verschiedenen aus der Kreiseltheorie sich ergebenden Formen der regulären Präzessionsbewegung zu verwirklichen. Um alle möglichen Fälle zu überblicken, sei im folgenden auf kurzem Wege die Theorie der regulären Präzessionsbewegung des symmetrischen schweren Kreisels entwickelt[2].

[1] Siehe E. Mach: Grundlinien der Lehre von den Bewegungsempfindungen, S. 19. Leipzig: W. Engelmann 1875. — Das Modell wurde bereits von Prof. Lechner zur Demonstration von Kreiselerscheinungen verwendet.

[2] Siehe hierzu R. Grammel: Der Kreisel. Seine Theorie und Anwendung, S. 88f. Braunschweig: F. Vieweg und Sohn 1920.

Fig. 2 stellt einen symmetrischen schweren Kreisel dar, der im Punkt O unterstützt ist und dessen Figurenachse mit konstanter Geschwindigkeit $\bar{\mu}$ (der Querstrich soll Vektor bedeuten) einen Kegel mit dem Öffnungswinkel ϑ beschreiben soll. Relativ zur beschriebenen Führungsbewegung der Figurenachse besitze der Kreisel noch eine Eigendrehgeschwindigkeit $\bar{\nu}$. Die Vektorsumme aus $\bar{\mu}$ und $\bar{\nu}$ liefert die momentane Drehgeschwindigkeit ω. Es sollen die Bedingungen aufgesucht werden, unter denen der Kreisel die vorausgesetzte Bewegung tatsächlich ausführt.

Bezeichnet $\bar{M}$ das resultierende Moment der äußeren Kräfte in Bezug auf den Festpunkt O und $\bar{\Theta}$ den Vektor des resultierenden Impulsmomentes des Kreisels bezüglich O, so lautet der Momentensatz in vektorieller Form:

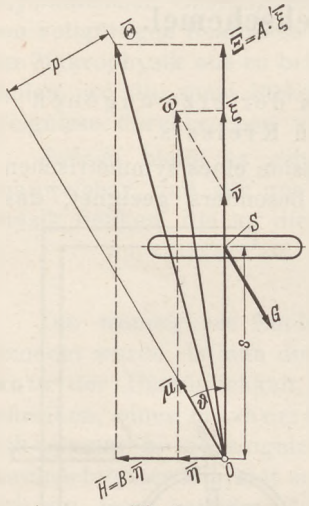


Fig. 2.
Zur Theorie der erzwungenen Präzession des schweren Kreisels.

$$\bar{M} = \frac{d\,\bar{\Theta}}{d\,t}, \tag{1}$$

was man folgendermaßen aussprechen kann: Die Geschwindigkeit der Spitze des Impulsmomentenvektors stimmt nach Größe und Richtung stets mit dem resultierenden Moment der äußeren Kräfte überein.

Ist ξ die Komponente von ω in Richtung der Figurenachse und η die durch O gehende, dazu senkrechte Komponente, so sieht man aus Fig. 2:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \nu + \mu \cdot \cos\vartheta \\ \eta &= \mu \cdot \sin\vartheta\,. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Ist A das Hauptträgheitsmoment des Kreisels um die Figurenachse, B das Hauptträgheitsmoment um eine dazu senkrechte, durch O gehende Achse (das wegen der vorausgesetzten Symmetrie für alle durch O gehenden, zur Figurenachse senkrecht stehenden Achsen gleich groß ist), sind ferner Ξ und H die Komponenten von $\bar{\Theta}$ in Richtung der Figurenachse und senkrecht dazu, so gilt:

$$\left.\begin{aligned} \Xi &= A \cdot \xi \\ H &= B \cdot \eta\,, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

da eine Drehgeschwindigkeit in Richtung einer Hauptträgheitsachse ein Impulsmoment in derselben Richtung hervorruft, Der Abstand der Spitze des Vektors $\bar{\Theta}$ von der Drehachse $\bar{\mu}$ der erzwungenen Präzession ergibt sich daher nach Fig. 2 zu:

$$p = \Xi \cdot \sin\vartheta - H \cdot \cos\vartheta\,. \tag{4}$$

Da der Vektor $\bar{\Theta}$ einen Kegel mit der Winkelgeschwindigkeit μ beschreibt, ist die Geschwindigkeit seiner Spitze $p \cdot \mu$, und es folgt daher, mit den aus Fig. 2 ersichtlichen Bezeichnungen, aus dem Momentensatz (1), da die Richtungen bereits übereinstimmen, die Größenbeziehung: $M = G \cdot s \cdot \sin\vartheta = p \cdot \mu$ und daraus, bei Benutzung von (2), (3) und (4):

$$G \cdot s \cdot \sin\vartheta = [A \cdot \mu \cdot \nu + (A - B) \cdot \mu^2 \cdot \cos\vartheta] \cdot \sin\vartheta\,. \tag{5}$$

Betrachtet man nur Werte von ϑ, die von 0 und π verschieden sind, dann folgt aus (5):

$$Q = A\,\mu\,\nu + (A - B)\,\mu^2 \cos\vartheta\,, \tag{5a}$$

mit der Abkürzung:

$$Q = G \cdot s\,. \tag{5b}$$

Die Diskussion von (5a) liefert sämtliche möglichen Formen der regulären Präzession des schweren symmetrischen Kreisels. Löst man (5a) nach μ auf, so erhält man:

$$\mu = \frac{A\,\nu \mp \sqrt{A^2\,\nu^2 - 4\,(B - A)\,Q\cos\vartheta}}{2\,(B - A)\cos\vartheta}\,. \tag{6}$$

Es gibt demnach für jede Eigendrehgeschwindigkeit ν und jeden Öffnungswinkel ϑ

des Präzessionskegels entweder zwei reguläre Präzessionen, oder nur eine, oder gar keine, je nachdem:

$$A^2 \nu^2 \gtreqless 4 (B-A) Q \cdot \cos \vartheta . \tag{7}$$

Für den Kreisel nach Fig. 1 gilt die Ungleichung: $B > A$. Da Q eine wesentlich positive Größe ist, gibt es hier also im Bereich $\pi/2 < \vartheta < \pi$ (gesenkter Kreisel) auf jeden Fall zwei verschiedene Präzessionen μ_1 und μ_2, die zum selben Werte des Öffnungswinkels ϑ gehören. Setzt man etwa $\nu > O$ voraus (also $\bar{\nu}$ in Richtung des Halbstrahles $\overrightarrow{OS}$ gelegen), so ergibt sich aus (6), daß μ_1 ein kleiner positiver, μ_2 ein großer negativer Wert wird ($\mu > O$ bedeutet, daß $\bar{\mu}$ nach aufwärts gerichtet ist). Erteilt man demnach dem Drehschemel eine kleine Drehgeschwindigkeit μ_1 entgegen der Kreiselrotation, so erhält man einen Ausschlag der Kreiselachse, dessen Winkel zwischen $\vartheta = \pi/2$ und $\vartheta = \pi$ liegt (langsame Präzession des gesenkten Kreisels). Denselben Ausschlagwinkel erhält man aber auch, indem man dem Drehschemel eine rasche Drehung μ_2 im Sinne der Kreiseldrehung erteilt (schnelle Präzession des gesenkten Kreisels).

Ist $\nu = 0$, hat also der Kreisel keine Eigendrehung, so sind die beiden Präzessionen, wie man aus (6) unmittelbar sieht, entgegengesetzt gleich (konisches Pendel). Für diesen Fall wird aus (6)

$$\mu = \pm \sqrt{\frac{-Q}{(B-A)\cos \vartheta}} . \tag{6a}$$

Es muß also $|\mu| > \sqrt{\frac{Q}{B-A}}$ werden, damit das Pendel aus der vertikalen Hängelage ($\cos \vartheta = -1$) heraustrete.

Man kann aber denselben Kreisel auch zu regulären Präzessionen im Gebiet $0 < \vartheta < \pi/2$ veranlassen (gehobener Kreisel). Um hier zwei verschiedene Präzessionen zu erhalten, muß wieder die Ungleichung (7) mit dem oberen Ungleichheitszeichen erfüllt sein, das heißt: die Eigendrehgeschwindigkeit des Kreisels muß genügend groß sein. Auch hier erhält man, wie man aus (6) ablesen kann, zwei Werte μ, die nun, wenn man $\nu > 0$ voraussetzt, beide positiv sein müssen: einen kleineren Wert μ_1 (langsame Präzession) und einen größeren Wert μ_2 (schnelle Präzession). In beiden Fällen muß man den Drehschemel entgegen der Drehrichtung des ursprünglich vertikal nach abwärts hängenden Kreisels in Bewegung setzen. Man dreht zunächst so rasch, bis der Kreisel hochsteigt und sich auf einen bestimmten Winkel im Bereich $0 < \vartheta < \pi/2$ einstellt (langsame Präzession des gehobenen Kreisels). Nach einer beträchtlichen Vergrößerung der Geschwindigkeit des Drehschemels gelingt es, wieder auf denselben Wert des Öffnungswinkels zu kommen (schnelle Präzession des gehobenen Kreisels).

Anders liegen die Verhältnisse bei dem Kreisel nach Fig. 1a. Hier besteht die Ungleichung $A > B$. Jetzt gibt es nach der oberen Ungleichung (7) im Gebiete des gehobenen Kreisels ($0 < \vartheta < \pi/2$) immer zwei reelle Präzessionsgeschwindigkeiten μ_1 und μ_2, von denen die kleinere μ_1 nach (6) positiv, die größere μ_2 negativ wird, wenn man wieder ν positiv voraussetzt. Dreht man also den Drehschemel langsam entgegen der Eigendrehung des Kreisels, so wird die Achse des Kreisels hochsteigen, und dieser wird im Gebiete $0 < \vartheta < \pi/2$ präzessieren (langsame Präzession des gehobenen Kreisels). Erteilt man dem Drehschemel im entgegengesetzten Sinn eine rasche Drehung, so kann man wieder denselben Öffnungswinkel des Präzessionskegels erzielen (schnelle Präzession des gehobenen Kreisels). Besitzt der Kreisel keine Eigendrehung ($\nu = 0$), so erhält man den Fall des konischen Pendels (μ_1 und μ_2 entgegengesetzt gleich), bei dem nun aber merkwürdigerweise der Schwerpunkt höher liegt als der Unterstützungspunkt. Aus Gleichung (6a), die auch hier gilt, kann man folgern, daß beim Erreichen der Drehgeschwindigkeit $|\mu| = \sqrt{\frac{Q}{A-B}}$ (was dem Werte $\cos \vartheta = +1$ entspricht) die vorher vorhandene vertikale Hängelage nicht mehr stabil ist und das Pendel sich

plötzlich aufrichtet, so daß sein Schwerpunkt senkrecht über dem Unterstützungspunkte liegt. Bei weiterer Vergrößerung der Drehgeschwindigkeit $\left(|\mu| > \sqrt{\frac{Q}{B-A}}\right)$ erhält man dann einen Öffnungswinkel zwischen 0 und $\pi/2$.

Im Gebiete $\pi/2 < \vartheta < \pi$ (gesenkter Kreisel) gibt es jetzt nur dann zwei Präzessionen, wenn ν genügend groß ist [obere Ungleichung (7)]. Nach (6) erhält man in diesem Fall einen kleineren und einen größeren positiven Wert von μ, wenn man ν wieder positiv voraussetzt. Man muß also, um diese Präzessionen zu verwirklichen, die Drehschemelgeschwindigkeit entgegen der Richtung der Kreiseldrehung so lange steigern, bis der Kreisel, der zunächst hochsteigt (gehobener Kreisel), in den Bereich des gesenkten Kreisels eintritt (langsame Präzession des gesenkten Kreisels). Bei weiterer beträchtlicher Steigerung der Drehschemelgeschwindigkeit kann man denselben Öffnungswinkel wieder erreichen (schnelle Präzession des gesenkten Kreisels).

Bei allen regulären Präzessionsbewegungen ist noch prinzipiell festzustellen, daß für ihr Zustandekommen Gleichung (6) zwar eine notwendige, aber noch keine hinreichende Bedingung darstellt. Bei der allgemeinen Kreiselbewegung ist der Präzessionsbewegung bekanntlich noch eine Nutationsbewegung überlagert, die nur bei Vorhandensein passender Anfangsbedingungen verschwindet. Bei den geschilderten Drehschemelversuchen kommt jedoch die Nutationsbewegung zufolge der großen Maße des Drehschemels und der Reibungsdämpfung im Scharniergelenk praktisch nicht zur Ausbildung.

II. Drehschemelversuche mit dem Machschen Pendel.

Fig. 3 zeigt ein Machsches Pendel[1] in der Ausführung von A. Oberbeck[2] auf einem Drehschemel. Ein Stativ *Stat.* ist durch ein fixierbares Scharniergelenk S mit einem Rahmen R verbunden, worin eine Achse A drehbar gelagert ist. Auf der Achse sitzt eine Nabe, welche vier gleiche Stangen *St* trägt, die ein rechtwinkeliges Kreuz bilden. In Fig. 3 sind nur zwei davon sichtbar. Auf jeder Stange ist eine fixierbare Pendellinse L verschiebbar.

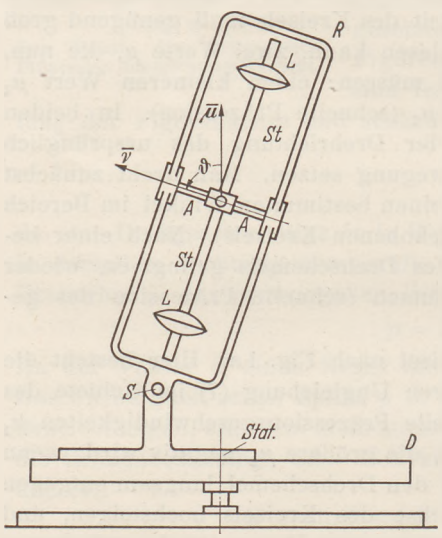


Fig. 3. Machsches Pendel in der Ausführung von Oberbeck, auf Drehschemel.

Werden die Pendellinsen, bei beliebiger Neigung ϑ der Pendelachse gegen die Horizontalebene so eingestellt, daß je zwei gegenüberliegende denselben Abstand von der Pendelachse, aber je zwei um einen rechten Winkel verschobene Linsen verschiedene Abstände von der Pendelachse besitzen, so liegt, bei vorausgesetzter Gleichheit der Linsen, der Schwerpunkt des Pendels auf seiner Drehachse. Das Pendel besitzt also unendliche Schwingungsdauer und würde, nach Erteilung einer Anfangsdrehung, bei fehlender Reibung mit gleichbleibender Geschwindigkeit um seine Achse rotieren.

Ganz anders verhält sich das Pendel, wenn man gleichzeitig den Drehschemel mit konstanter Geschwindigkeit umlaufen läßt und dafür sorgt, daß die Achse des Drehschemels in ihrer Verlängerung durch den Schwerpunkt O des Pendels hindurchgeht. Das Pendel wird nun, je nach den Anfangsbedingungen der Bewegung, entweder eine ungleichförmige, sich periodisch ändernde Drehung ausführen, oder es

[1] Siehe E. Mach: Die Mechanik in ihrer Entwicklung, S. 158. Leipzig: A. Brockhaus 1883.
[2] Vgl. diese Z. 1, 253 (1888).

wird relativ zum Drehschemel in eine pendelnde Bewegung geraten. Im ersteren Fall erstreckt sich die Periode der Bewegung über eine halbe Umdrehung des Pendels.

Der geschilderte Versuch kann als eine Veranschaulichung der erzwungenen Präzessionsbewegung eines im Schwerpunkte gestützten unsymmetrischen Kreisels angesehen werden[1]. Es soll im folgenden auf kurzem Weg eine Theorie der geschilderten Erscheinung entwickelt werden. Aus der Art der Pendelanordnung ergibt sich, daß die drei Hauptträgheitsachsen des „unsymmetrischen Kreisels" in die Achse des Pendels (Trägheitsmoment A) und in die beiden Achsen des Stangenkreuzes (Trägheitsmomente B und C) fallen. Das zugehörige körperfeste Koordinatensystem sei x, y, z. Durch die Ungleichung $C > B$ ist die Zuordnung der Achsen eindeutig festgelegt. Die Drehgeschwindigkeit μ (siehe Fig. 3), die durch den Drehschemel eingeleitet wird, ist nach Voraussetzung konstant. Relativ dazu dreht sich der Kreisel mit der veränderlichen Drehgeschwindigkeit ν um die Achse A. Bezeichnet man mit φ den Winkel, unter dem die y-Achse im betrachteten Augenblick aus der Ebene des Pendelrahmens herausgedreht erscheint, so gilt die Beziehung:

$$\nu = \frac{d\varphi}{dt}. \tag{8}$$

Bezeichnen ξ, η, ζ die Komponenten der momentanen resultierenden Drehgeschwindigkeit in Bezug auf die Achsen x, y, z, so ergeben sich die kinematischen Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \nu + \mu\cos\vartheta \\ \eta &= \mu\sin\vartheta\cos\varphi \\ \zeta &= \mu\sin\vartheta\sin\varphi. \end{aligned}\right| \tag{9}$$

Der Momentensatz, angewendet auf die x-Achse (Pendelachse), erscheint hier, da das Koordinatensystem mit den Hauptträgheitsachsen zusammenfällt, in Form der bekannten Eulerschen Gleichung für die Richtung der x-Achse:

$$M_x = A\frac{d\xi}{dt} - (B-C)\eta\zeta, \tag{10}$$

wobei M_x das Moment der äußeren Kräfte in der Richtung der x-Achse bedeutet. Wenn man auf Reibungsmomente keine Rücksicht nimmt, ist $M_x = 0$ und daher folgt aus (10) und (9): $A\frac{d\nu}{dt} = \frac{1}{2}(B-C)\mu^2 \cdot \sin^2\vartheta \cdot \sin 2\varphi$, oder in Verbindung mit (8):

$$\frac{d^2(2\varphi)}{dt^2} + \frac{C-B}{A}\mu^2 \cdot \sin^2\vartheta \cdot \sin 2\varphi = 0. \tag{11}$$

Gleichung (11) stimmt der Form nach überein mit der Differentialgleichung eines ungedämpften mathematischen Pendels:

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{g}{l}\sin\psi = 0. \tag{11a}$$

Die Vergleichung von (11) mit (11a) liefert den „äquivalenten Schwingungsausschlag":

$$\psi = 2\varphi \tag{12}$$

und die „äquivalente Pendellänge":

$$l = \frac{g \cdot A}{(C-B)\mu^2 \sin^2\vartheta}. \tag{12a}$$

Wie beim mathematischen Pendel können also auch hier zwei verschiedene Bewegungsformen auftreten. Entweder macht das mathematische Pendel eine schwingende Bewegung, was einer analogen Bewegungsform beim unsymmetrischen Kreisel entspricht, oder es macht eine umlaufende Bewegung mit periodisch veränderlicher Geschwindigkeit, wobei die Periode sich über den ganzen Umlauf erstreckt. Beim unsymmetrischen Kreisel erstreckt sich in diesem Falle, wie aus (12) hervorgeht, die Periode über einen halben Umlauf, was auch das Experiment zeigt.

[1] Siehe R. Grammel: a. a. O. S. 103, dort S. 76f.

Zuletzt soll noch gezeigt werden, wie man mittels eines Machschen Pendels in Verbindung mit einem Drehschemel ein Modell des sogenannten Schulerschen Pendels herstellen kann.

M. Schuler[1] zeigte, daß ein physikalisches Pendel von ganz bestimmter Schwingungsdauer (etwa 84 min) die Eigenschaft besitzt, daß es nicht aus der vertikalen Lage heraustritt, wie immer auch sein Aufhängepunkt längs eines Großkreises der Erde beschleunigt bewegt wird. Dieses Pendel, das sich in dieser Form praktisch nicht verwirklichen läßt, findet sein Analogon beim Kreiselkompaß von 84 min Schwingungsdauer, der praktisch realisierbar ist und die Eigenschaft besitzt, bei beliebig beschleunigten Bewegungen des Fahrzeuges längs eines Großkreises der Erde sich ohne Schwingungen in die jeweils neue Ruhelage einzustellen[2].

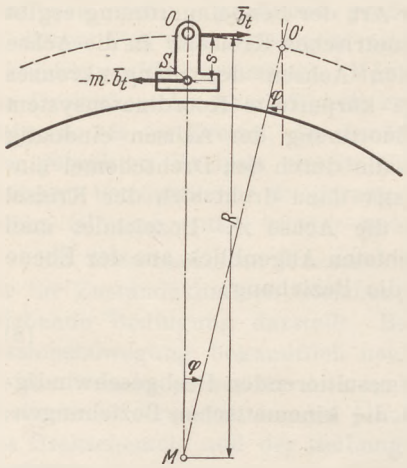


Fig. 4. Zur Theorie des Schulerschen Pendels.

Die Theorie des Schulerschen Pendels soll an Hand von Fig. 4 gegeben werden. M sei der Erdmittelpunkt, O der Aufhängepunkt des Pendels, S sein Schwerpunkt, Abstand OS sei s und R der Abstand des Aufhängepunktes vom Erdmittelpunkt (Erdradius). Wird nun O längs eines Großkreises mit irgend einer Tangentialbeschleunigung b_t bewegt, und soll hierbei das Pendel stets vertikal hängen, so muß es sich, nach Zurücklegen des Zentriwinkels φ, ebenfalls um den Winkel φ gedreht haben. Die einzige momentbildende Kraft ist hierbei die Trägheitskraft $-m\cdot b_t$ (m die Masse des Pendels), die man im Schwerpunkt angreifen läßt. Ist J_o das Trägheitsmoment des Pendels in Bezug auf seine Drehachse in O, so liefert der Momentensatz: $J_o\frac{d^2\varphi}{dt^2} = m\cdot b_t\cdot s$. Nun ist aber nach Voraussetzung $b_t = R\frac{d^2\varphi}{dt^2}$ und daher: $J_o = mRs$, was einer reduzierten Pendellänge $l = \frac{J_o}{ms} = R$ entspricht. Die Schwingungsdauer ist also gleich der eines mathematischen Pendels von der Länge des Erdradius im homogenen Schwerefeld und beträgt etwa 84 min.

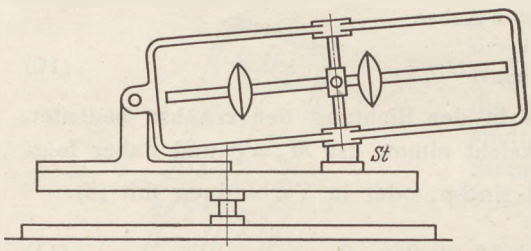


Fig. 5. Demonstrationsmodell für das Schulersche Pendel.

Das Wesen des Schulerschen Pendels läßt sich kurz dahin zusammenfassen, daß der Schwingungsmittelpunkt des Pendels mit dem Punkte zusammenfällt, um den der Aufhängepunkt gedreht wird (Erdmittelpunkt).

Die versuchsmäßige Verwirklichung eines solchen Pendels zeigt Fig. 5. Ein Machsches Pendel wird auf einem Drehschemel so eingestellt, daß seine Schwingungsebene nur schwach gegen die Horizontale geneigt ist, wobei es zweckmäßig durch eine passende Stütze St gehalten wird. Das Pendel muß nun durch Verschieben der Pendellinsen so eingestellt werden, daß der Schwingungsmittelpunkt in der Gleichgewichtslage sich auf der verlängerten Drehachse des Schemels befindet. Ist dies erreicht, so kann man den Drehschemel ganz beliebig hin- und herdrehen, ohne daß der Schwingungsmittelpunkt seine Lage verändert. Nur die Reibung in den Lagern bewirkt eine leichte Störung. Eine schwache Neigung der Schwingungsebene des Pendels gegen den Horizont ist aus Gründen der Stabilität erforderlich.

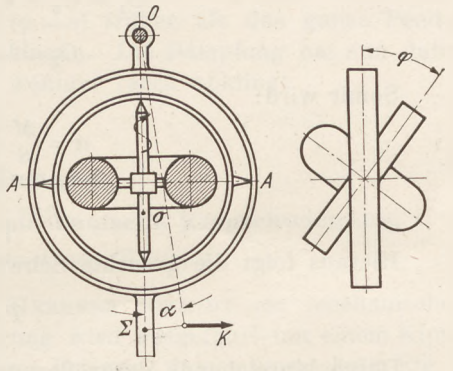
[1] Siehe M. Schuler: Physik. Z. 24, 344 (1923).
[2] Siehe R. Grammel: a. a. O., S. 103, dort S. 263f.

Über den Kreiselhorizont.

Von **H. Bock** in Hamburg.

Zum Anzeigen der Lotrichtung im blind fliegenden Flugzeuge sind Pendel oder andere ihm gleichwertige Einrichtungen bekanntlich unbrauchbar, weil sie sich sehr bald in die Richtung der resultierenden Beschleunigung einstellen, also z. B. beim Kurvenflug in die Lage der Resultante von Schwere- und Zentripetalbeschleunigung. Anders wird es, wenn man ein Mittel anwendet, das die Schwingungsdauer des Pendels sehr stark verlängert. Dann wird das Pendel aus der Lotlage nur unwesentlich abgelenkt, wenn der Kurvenflug nicht zu lange dauert. Überwiegt daher die Zeitdauer des Geradeausfluges über die Gesamtdauer der Kurvenflüge, und dauern die einzelnen Kurven nicht zu lange, so hält sich das Pendel stets in der Nähe der Lotrichtung auf.

Zur Erzwingung einer hinreichend langen Schwingungsdauer benutzt man mit Vorteil einen Kreisel, der z. B. so in das „Pendel“ eingebaut sein kann, wie es die Figur zeigt. Die Kreiselachse steht hier senkrecht und ist mit dem Pendelkörper cardanisch verbunden; der Kreiselschwerpunkt σ liegt ein wenig unterhalb der Achse AA, so daß der Kreisel bestrebt ist, im Geradeausflug aus einer Ablenkung φ in die Lotrichtung zurückzukehren. Die Schwingungsebene des Pendels selbst aber liegt senkrecht zu der Flugrichtung, die ihrerseits senkrecht auf der Zeichenebene steht. O ist der Pendeldrehpunkt und Σ sein Schwerpunkt.



Kreiseleinbau in ein Pendel.

Wir wollen die Schwingungsdauer T dieses Pendels ermitteln. Seien Θ und ϑ die dynamischen Trägheitsmomente von Pendel nebst Kreisel einerseits und vom Kreisel samt innerem Cardanring andererseits (Θ auf die Pendelachse O und ϑ auf AA bezogen), ferner S und s die entsprechenden statischen Momente, sowie α und φ die Ausschlagwinkel, und endlich I das Impulsmoment des rotierenden Kreisels, so bestehen für hinreichend kleine Ausschläge (α und φ kleiner als etwa 15^0) die Bewegungsgleichungen:

$$\vartheta \cdot \varphi'' + s \cdot \varphi - I \cdot \alpha' = 0 \tag{1}$$

$$\Theta \cdot \alpha'' + S \cdot \alpha + I \cdot \varphi' = M. \tag{2}$$

Darin ist M das durch die Zentrifugalkraft K im Kurvenflug auf das Pendel ausgeübte Drehmoment; weil das Problem der Pendelbewegung ein ebenes ist, kann man sich die Zentrifugalkraft als im Pendelschwerpunkt Σ angreifend vorstellen. $I \cdot \alpha'$ und $I \cdot \varphi'$ sind die räumlich verstandenen sekundlichen Zuwüchse von I, die durch je ein Drehmoment gleicher Richtung und Größe erzwungen werden müssen. Durch Differenzieren und Eliminieren erhält man für α:

$$\alpha^{(4)} + \left(\frac{I^2}{\Theta \cdot \vartheta} + \frac{S}{\Theta} + \frac{s}{\vartheta} \right) \cdot \alpha'' + \frac{S \cdot s}{\Theta \cdot \vartheta} \cdot \alpha = M \cdot \frac{s}{\Theta \cdot \vartheta}. \tag{3}$$

Dieselbe Differentialgleichung, jedoch ohne das rechts stehende Glied, gilt für φ. Wegen der vorausgesetzten überragenden Größe von I darf man die beiden letzten Glieder in der Klammer vernachlässigen; die so entstehende charakteristische Gleichung

$$r^4 + \frac{I^2}{\Theta \vartheta} \cdot r^2 + \frac{S s}{\Theta \vartheta} = 0 \tag{4}$$

hat die 4 imaginären Nullstellen:

$$r_{1,2} = \pm i \cdot \frac{\sqrt{S \cdot s}}{I} \quad \text{und} \quad r_{3,4} = \pm i \frac{I}{\sqrt{\Theta \cdot \vartheta}}, \tag{5}$$

wobei die innere Quadratwurzel binomisch entwickelt und das Überwiegen des Impulsmomentes I berücksichtigt ist.

Somit lautet die Lösung von Gl. (3) sehr genähert:

$$\alpha = C_1 \cdot \sin \frac{\sqrt{S \cdot s}}{I} t + C_2 \cdot \cos \frac{\sqrt{S \cdot s}}{I} t + C_3 \cdot \sin \frac{I}{\sqrt{\Theta \cdot \vartheta}} t + C_4 \cdot \cos \frac{I}{\sqrt{\Theta \vartheta}} t + \frac{M}{S}. \quad (6)$$

Das letzte Glied berücksichtigt die rechte Seite von (3). Analog kommt:

$$\varphi = C_5 \cdot \sin \frac{\sqrt{S s}}{I} t + C_6 \cdot \cos \frac{\sqrt{S s}}{I} t + C_7 \cdot \sin \frac{I}{\sqrt{\Theta \vartheta}} t + C_8 \cdot \cos \frac{I}{\sqrt{\Theta \vartheta}} t. \quad (7)$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstante dienen die 4 Anfangsbedingungen:

$$\text{Für } t = o \text{ sei } \alpha = \alpha' = \varphi = \varphi' = 0. \quad (8)$$

Ferner aber müssen durch die Gl. (6) und (7) die Grundgleichungen (1) und (2) erfüllt werden. Diese Überlegungen liefern für die C schließlich unter Voraussetzung eines sehr großen I folgende Werte:

$$C_1 = C_3 = C_4 = C_6 = C_7 = C_8 = 0,$$

$$C_2 = -\frac{M}{S} \qquad C_5 = \frac{M}{\sqrt{S \cdot s}}. \quad (9)$$

Somit wird:

$$\alpha = \frac{M}{S} \left(1 - \cos \frac{\sqrt{S \cdot s}}{I} \cdot t\right), \quad (10)$$

$$\varphi = \frac{M}{\sqrt{S \cdot s}} \cdot \sin \frac{\sqrt{S \cdot s}}{I} \cdot t. \quad (11)$$

Hieraus folgt die gesuchte Schwingungsdauer:

$$T = 2\pi \cdot \frac{I}{\sqrt{S \cdot s}}. \quad (12)$$

Durch hinreichende Vergrößerung von I und Kleinhalten von S und s läßt sich die Änderungsgeschwindigkeit von α und φ beliebig verkleinern; immerhin müssen S und s ausreichen, um eine genügend rasche Rückkehr des Pendels in die Lotlage während des Geradeausfluges zu gewährleisten.

Selbstverständlich wäre ein solches Kreiselpendel ohne hinreichende Dämpfung unbrauchbar, weil die Schwingungen sonst unaufhörlich fortdauerten. Die Dämpfungsapparatur, welcher Art sie auch immer sei, muß sich aber notgedrungen auf die feste Umgebung, d. h. auf den Flugzeugkörper selbst stützen, wodurch eine neue unerwünschte Beeinflussung des Pendels hervorgerufen wird. Aber auch dabei darf man, wie bei der Zentrifugalkraft, annehmen, daß sich die Störungen im Mittel ausgleichen. Sache der Erfahrung ist es, für die Stärke der Dämpfung einen optimalen Wert festzustellen.

Hier eröffnet sich aber noch folgende eigenartige Perspektive. Baut man in den Pendelapparat irgend eine Vorrichtung ein, die gegenüber dem Flugzeugkörper das Dämpfungsmoment $D \cdot \alpha'$ liefert, so nimmt die Bewegungsgleichung für α die Form an:

$$\alpha^{(4)} + \frac{D}{\Theta} \cdot \alpha''' + \left(\frac{I^2}{\vartheta \Theta} + \frac{s}{\vartheta} + \frac{S}{\Theta}\right) \cdot \alpha'' + \frac{s \cdot D}{\vartheta \cdot \Theta} \cdot \alpha' + \frac{S \cdot s}{\vartheta \cdot \Theta} \cdot \alpha = \frac{M \cdot s}{\vartheta \Theta}; \quad (13)$$

legt man aber das Dämpfungsmoment $d \cdot \varphi'$ zwischen Kreisel und Pendel, so lautet die Gleichung:

$$\alpha^{(4)} + \frac{d}{\vartheta} \cdot \alpha''' + \left(\frac{I^2}{\vartheta \Theta} + \frac{s}{\vartheta} + \frac{S}{\Theta}\right) \cdot \alpha'' + \frac{S \cdot d}{\Theta \vartheta} \cdot \alpha' + \frac{s \cdot S}{\Theta \vartheta} \cdot \alpha = \frac{M \cdot s}{\vartheta \Theta}. \quad (14)$$

Beide Formen sind kovariant, so daß die Wirkung von D dieselbe ist wie diejenige von d, von den Größenordnungen abgesehen. Da die Gl. (13) und (14) links keine Zeichenwechsel, die charakteristischen Gleichungen somit keine positiv-reelle Nullstelle besitzen, so handelt es sich um eine richtige Dämpfung, was ja auch energetisch

selbstverständlich ist. — Es genügt somit, die Dämpfungsvorrichtung zwischen die beiden Cardanringe zu legen; damit entfällt aber der das Pendel vermöge der Dämpfung störende Einfluß von Schräglagen des Flugzeugs; also auch der Kurvenflug ist ohne Einfluß, von der Zentrifugalkraft abgesehen. Die Dämpfung stört den Kreiselapparat also nur noch bei Betätigung des Höhensteuers.

Geht der Kurvenflug wieder in die gerade Bahn über, so verschwindet M, und für die jetzt eintretende Bewegung sind wieder die Gl. (3) maßgeblich, jedoch ohne M. Bezeichnet man die Ausschläge im Augenblick des Kurvenendes mit α_0 und φ_0 und vernachlässigt die dann herrschenden kleinen Werte von $\dot{\alpha}_0$ und $\dot{\varphi}_0$ in erster Näherung, so ergibt die Diskussion der Integrationskonstante C unter Voraussetzung eines sehr großen I die Beziehungen:

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \cos \frac{\sqrt{s \cdot S}}{I} \cdot t + \varphi_0 \cdot \sqrt{\frac{s}{S}} \cdot \sin \frac{\sqrt{s\,S}}{I} \cdot t, \tag{13}$$

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \cos \frac{\sqrt{s \cdot S}}{I} \cdot t - \alpha_0 \cdot \sqrt{\frac{S}{s}} \cdot \sin \frac{\sqrt{s \cdot S}}{I} \cdot t. \tag{14}$$

Der Kreisel erreicht also die Normallage ($\varphi = o$) früher als das ganze Pendel ($\alpha = o$), um dann nach der andern Seite auszuschlagen. Die Dämpfung hat nun dafür zu sorgen, daß dieses Wechselspiel mehr oder weniger rasch abklingt.

Kleine Mitteilungen.

Die Gleichgewichtsbedingung für eine mechanische Kippschwingung.

Von Dr. **Heinrich Vieler** in Petershagen (Weser).

In dieser Zeitschrift 53, 107 (1940) gibt Herbert Schmidt ein mechanisches Beispiel für eine Kippschwingung. Die Schwingung wird ausgeführt mit einem Kippgefäß in Form eines rechtwinklig-gleichschenkligen Prismas, dessen Querschnitt Fig. 1

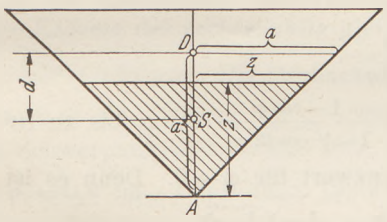


Fig. 1. Querschnitt durch das Kippgefäß.

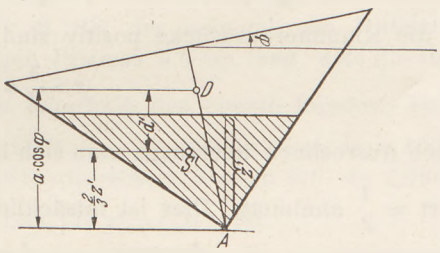


Fig. 2. Kippgefäß-Querschnitt nach Drehung um den Winkel φ.

darstellt. D ist der Durchstoßpunkt der Drehachse, er liegt etwas oberhalb des Dreiecksschwerpunktes, der in der Fig. 1 nicht gezeichnet ist. Durch Füllung mit Wasser (schraffierte Fläche) kommt das Gefäß bei einer bestimmten Wasserhöhe zum Kippen. Als Grund dafür wird angegeben, daß der Schwerpunkt des Systems allmählich höher rückt und schließlich über der Drehachse liegt. Das trifft aber selbst beim höchstmöglichen Wasserstande nicht zu. Denn dann fällt der Schwerpunkt der Wassermasse mit dem Dreiecksschwerpunkt zusammen, während der Schwerpunkt des (oben offenen) Gefäßes sicherlich tiefer liegt.

Wir haben hier also den eigenartigen Fall eines mechanischen Systems, dessen Gleichgewicht labil wird, obwohl sein Schwerpunkt ständig unterhalb der Drehachse liegt.

Die mathematische Betrachtung führt zu einer einfachen Gleichgewichtsbedingung für die betrachtete Vorrichtung. Voraussetzung für das Labilwerden der Anordnung ist, daß bei einer Drehung um den beliebig kleinen Winkel φ (Fig. 2) der neue Schwerpunkt S' tiefer liegt als der Schwerpunkt S in der Normallage der Fig. 1:

$$d' > d. \tag{1}$$

Zur Vereinfachung werde das Gewicht des Gefäßes zunächst vernachlässigt, so daß es sich nur um die Schwerpunktslage der Wassermasse handelt. In Fig. 1 ist $AD = a$ die Höhe der Drehachse über der Prismenkante und z die Höhe der Wassermasse. Der Schwerpunkt der letzteren ist dann durch

$$d = a - \frac{2}{3} z \tag{2}$$

bestimmt. In Fig. 2 ist z' die Höhe der Wassermasse; die Höhe des Drehpunktes D über A ist gleich $a \cdot \cos\varphi$. Daraus folgt für den Höhenunterschied von D und dem neuen Schwerpunkt S' der Wassermasse:

$$d' = a\cos\varphi - \frac{2}{3} z' . \tag{3}$$

z' läßt sich nun infolge der Inhaltsgleichheit der in Fig. 1 und 2 schraffierten Dreiecke durch z ausdrücken. Der Flächeninhalt des schraffierten Dreiecks in Fig. 1 ist $Fl = z^2$. In Fig. 2 drücken wir am besten die beiden Katheten des schraffierten Dreiecks durch z' aus. Die Winkel des rechtwinkligen Dreiecks sind hier infolge der Drehung $(45^0 + \varphi)$ und $(45^0 - \varphi)$, die Katheten daher $\frac{z'}{\sin(45^0+\varphi)}$ und $\frac{z'}{\sin(45^0-\varphi)}$. Daraus ergibt sich der Flächeninhalt

$$Fl = \frac{1}{2} \frac{z'^2}{\sin(45^0+\varphi)\sin(45^0-\varphi)} = \frac{z'^2}{2\sin(45^0-\varphi)\cos(45^0-\varphi)} = \frac{z'^2}{\sin(90^0-2\varphi)} = \frac{z'^2}{\cos(2\varphi)} .$$

Aus $z^2 = \frac{z'^2}{\cos(2\varphi)}$ erhält man:

$$z' = z\sqrt{\cos(2\varphi)} \tag{4}$$

und damit aus (3):

$$d' = a\cos\varphi - \frac{2}{3} z\sqrt{\cos(2\varphi)} . \tag{5}$$

Daher geht die Bedingung (1) über in:

$$a\cos\varphi - \frac{2}{3} z\sqrt{\cos(2\varphi)} > a - \frac{2}{3} z , \text{ d. h.: } \frac{2}{3} z\left(1 - \sqrt{\cos(2\varphi)}\right) > a(1-\cos\varphi) .$$

Da die Klammerausdrücke positiv sind, wird also

$$z > \frac{3}{2} a \frac{1-\cos\varphi}{1-\sqrt{\cos(2\varphi)}} . \tag{6}$$

Durch Ausrechnen überzeugt man sich leicht, daß $\frac{1-\cos\varphi}{1-\sqrt{\cos(2\varphi)}}$ für φ bis zu 10^0 den Wert $\approx \frac{1}{2}$ annimmt. Dies ist tatsächlich der Grenzwert für $\varphi \to 0$. Denn es ist

$$\frac{1-\cos\varphi}{1-\sqrt{\cos(2\varphi)}} = \frac{1-\sqrt{1-\sin^2\varphi}}{1-\sqrt{1-2\sin^2\varphi}} = \frac{1-\sqrt{1-\delta}}{1-\sqrt{1-2\delta}} ,$$

wo $\sin^2\varphi = \delta$ gesetzt ist. Mit $\sqrt{1-\delta} \approx 1 - \frac{\delta}{2}$ und $\sqrt{1-2\delta} \approx 1-\delta$ für kleine Werte δ erhält man:

$$\frac{1-\left(1-\frac{\delta}{2}\right)}{1-(1-\delta)} = \frac{1}{2} , \text{ d. h. } \lim_{\varphi\to 0} \frac{1-\cos\varphi}{1-\sqrt{\cos(2\varphi)}} = \frac{1}{2} .$$

Damit geht (6) über in:

$$z > \frac{3}{4} a . \tag{7}$$

Unter der Voraussetzung, daß das Eigengewicht des Gefäßes vernachlässigt werden darf, wird das System also schon bei einer Wasserfüllung von mehr als $\frac{3}{4}$ der Drehachsenhöhe labil. Das ist ein bemerkenswertes Ergebnis, das sich mit einer Quecksilberfüllung bei dünnwandigem Gefäß sicherlich bestätigen läßt. Bemerkt sei noch, daß man auch aus der Bedingung, S' liege links von D (Fig. 2), mit etwas umständlicherer Rechnung zu der Ungleichung (7) kommen kann.

Berücksichtigt man das Gewicht des Kippgefäßes, so hat man den Abstand e des Gesamtschwerpunktes nach der Formel $e = \frac{\Sigma d \cdot G}{\Sigma G}$ zu ermitteln. Es sei G_1 das Gewicht des Gefäßes, d_1 der Abstand seines Schwerpunktes von D. Bezeichnet man noch die Breite des Gefäßes mit b, so ist das Gewicht der Wasserfüllung $G = b z^2$. Daraus ergibt sich mit (2):

$$e = \frac{d_1 G_1 + \left(a - \frac{2}{3} z\right) b z^2}{G_1 + b z^2}.$$

Nach Drehung um den Winkel φ findet man für die Vertikalkomponente des Schwerpunktsabstands mit Hilfe von (5) ebenso:

$$e' = \frac{d_1 \cos\varphi\, G_1 + \left(a \cos\varphi - \frac{2}{3} z \sqrt{\cos(2\varphi)}\right) b z^2}{G_1 + b z^2}.$$

Die (1) entsprechende Bedingung $e' > e$ führt hier zu:

$$d_1 \cos\varphi\, G_1 + \left(a \cos\varphi - \frac{2}{3} z \sqrt{\cos(2\varphi)}\right) b z^2 > d_1 G_1 + \left(a - \frac{2}{3} z\right) b z^2$$

und nach leichter Umformung:

$$\frac{2}{3} b z^3 \left(1 - \sqrt{\cos(2\varphi)}\right) > (d_1 G_1 + a b z^2)(1 - \cos\varphi),$$

$$\frac{2}{3} b z^3 > (d_1 G_1 + a b z^2) \frac{1 - \cos\varphi}{\sqrt{1 - \sqrt{\cos(2\varphi)}}}.$$

Für $\varphi \to 0$ wird dann

$$\frac{4}{3} b z^3 > d_1 G_1 + a b z^2, \text{ d. h.:}$$

$$\left(\frac{4}{3} z - a\right) b z^2 > d_1 G_1. \qquad (8)$$

Dies ist die verallgemeinerte Stabilitätsbedingung. Sie geht für $G_1 = 0$ in die Bedingung (7) über.

In der Anordnung von Herbert Schmidt (S. 107 der angegebenen Mitteilung) ist die Kathete des rechtwinklig-gleichschenkligen Prismas 5,5 cm lang, also die Höhe $\sqrt{\frac{1}{2} \cdot 5{,}5^2} = 3{,}89$ cm. Die Drehachse liegt 1 cm unterhalb des oberen Randes. Daher ist $a = 2{,}89$ cm. Ferner ist $b = 10$ cm. Das Gewicht des Gefäßes sei $G_1 = 100$ g; seine Schwerpunktshöhe ergibt sich, wie hier nicht ausgeführt werden soll, zu 2,09 cm, also $d_1 = 0{,}8$ cm. Dann führt (8) zu: $\left(\frac{4}{3} z - 2{,}89\right) 10 z^2 = f(z) > 80$.

z	$f(z)$
2,8	65,9
2,9	82,4
3,0	99,9
3,1	119
3,9	352

Die nebenstehende Tabelle ergibt $z_k = 2{,}89$ als kritischen Wert, d. h. wenn der Wasserstand die Höhe der Drehachse überschreitet, wird das Gleichgewicht labil. Für höhere Werte von G_1 wird z_k entsprechend größer. Der größtmögliche Wert von z_k ist $\approx 3{,}9$. Aus $f(z) > 0{,}8\, G_1$ folgt dann für G_1 der Wert 440 g. Dies ist das Höchstgewicht, bei dem ein Labilwerden überhaupt noch möglich ist.

Für die Praxis.

Gewichtsanalytische Verbrennung organischer Stoffe mittels des Kolbenprobers. Von Dr. **H. Valentin** in Königsberg (Pr.) — Max Schmidt (Hamburg), dem wir den Kolbenprober, dieses ausgezeichnete Übungsgerät für den chemischen Unterricht, zu verdanken haben, hat neben anderen zahlreichen Vorschlägen zum Gebrauche dieser Apparatur auch ein Verfahren[1] beschrieben, wie mit dem Kolbenprober die organische

[1] Diese Z. **45**, 145 (1932).

Elementaranalyse ausgeführt werden kann. Nach seinen Angaben werden die Verbrennungsprodukte gasvolumetrisch erfaßt.

Trotz der nicht zu leugnenden Vorteile dieser Methode habe ich versucht, auch eine gewichtsanalytische Bestimmung mit demselben Gerät auszuarbeiten, die ebenfalls befriedigende Ergebnisse liefert, wenn man peinlich genau in folgender Weise verfährt:

Zwischen zwei Kolbenprober von 100 ccm werden ein durchsichtiges Quarzrohr (40 cm Länge, etwa 1,5 cm lichte Weite) und drei Dreifachhahn-⊤-Stücke, möglichst Glas an Glas, geschaltet. In der Mitte des Quarzrohrs wird die mehrere Tage lang im Exsikkator getrocknete, fein gepulverte Substanz, die in einem passenden Quarzbehälter auf vier Dezimalstellen genau abgewogen wurde — etwa 0,05 g —, eingebracht, ferner in 2 cm Entfernung zu beiden Seiten je ein aufgerolltes, 2 cm langes, gut ausgeglühtes Platinnetz bzw. Platinasbest, die das Rohr gänzlich füllen, ohne den Gasaustausch unmöglich zu machen; anschließend hieran fügt man frisch ausgeglühtes Asbest hinzu, je 10 cm lang. Das Quarzrohr ist an beiden Enden mit durchlöcherten Gummistopfen versehen. An der einen Seite wird der eine Kolbenprober, an der anderen Seite die drei ⊤-Rohre hintereinander angeschlossen und an das letzte ⊤-Rohr der zweite Kolbenprober. Die drei Dreiwegehähne werden in folgender Weise besetzt: Am ersten Hahn befindet sich ein Manometer; am zweiten Hahn, durch den der zur Verbrennung notwendige Sauerstoff eingesogen wird, ein Natronkalk- und Chlorkalziumrohr, um das im Sauerstoff enthaltene Kohlendioxyd und Wasser zu entfernen; am dritten Hahn zwei hintereinander geschaltete, mit Glashähnen verschließbare Absorptionsröhrchen in U-Form. Das erste Röhrchen enthält Chlorkalzium, das zweite Natronkalk. Beide Röhrchen, durch die das bei der Verbrennung entstandene Wasser und Kohlendioxyd aufgefangen werden, sind wiederum auf vier Dezimalstellen genau gewogen. Die einzelnen Teile sind luftdicht möglichst nahe aneinander angeschlossen, Glas auf Glas. Um die Gummistopfen in dem Quarzrohr vor der Einwirkung zu starker Hitze zu schützen, schiebt man über das Rohr zwei durchlöcherte Asbestplatten. Bei Beginn der Analyse sind die Kolben der Kolbenprober in die Zylinder hineingepreßt.

Hahn 1 und 3 werden so gestellt, daß keine Verbindung mit Manometer und den U-Röhrchen besteht, Hahn 2 so, daß Sauerstoff aus einem Gasometer eingesogen werden kann. Dies geschieht durch langsames Hinausschieben des Kolbens aus einem Kolbenprober, bis etwa 100 ccm Sauerstoff in die Apparatur eingetreten sind. Sollte hierbei ein Überdruck entstanden sein, so beseitigt man die Verbindung mit dem Gasometer auf kurze Zeit, so daß der überschüssige Sauerstoff wieder heraustritt. Dann wird Hahn 2 so gestellt, daß nur eine Verbindung von einem Kolbenprober zum anderen besteht, und mittels des Hahnes 1 überzeugt man sich, daß normaler Luftdruck in dem Geräte herrscht.

Jetzt werden auch dieser Hahn und Hahn 3 so gedreht, daß nur die beiden Kolbenprober miteinander in Verbindung stehen, und mit der langsamen Erhitzung der Substanz durch die Sparflamme eines Bunsenbrenners wird begonnen. Sobald sie zu verkohlen beginnt, bringt man die Platinspiralen — man benutzt hierzu zwei weitere Bunsenbrenner — zur Rotglut und schiebt den Sauerstoff sehr langsam — in etwa 2 Minuten — aus einem Kolbenprober in den anderen und dann wieder zurück. Nun erwärmt man vorsichtig die Substanz weiter, öffnet für kurze Zeit Hahn 3 zu den U-Röhrchen, verschließt wieder und schiebt den Sauerstoff vorsichtig in den ersten Kolbenprober zurück. Diese Arbeit wird mehrmals wiederholt, bis die Substanz gänzlich verbrannt ist. Jetzt wird von neuem Hahn 3 geöffnet, um sämtliche Gase langsam — wieder in 2 Minuten — herauszupressen. Nachdem Hahn 3 wieder verschlossen ist, wird Hahn 2 geöffnet, etwa 100 ccm Luft eingesogen und der Hahn verschlossen. Die Luft wird abermals hin- und hergeschoben, bis sie sich auf etwa 100° erwärmt hat und Wassertröpfchen nicht mehr erkennbar sind. Dann wird auch diese Luft langsam durch Hahn 3 herausgepreßt, durch Hahn 2 neue Luft eingesogen

und das mehrmals wiederholt. Dann werden die Flammen abgestellt. Sollten sich beim Erkalten Wassertröpfchen zeigen, so muß von neuem erhitzt und wieder 100 ccm Luft in der beschriebenen Weise verarbeitet werden, bis man sicher ist, daß sämtliches Kohlendioxyd und Wasser aus dem Verbrennungsrohr herausgepreßt sind. Jetzt werden die beiden U-Röhrchen verschlossen und gewogen. Mit Hilfe des Manometers kann man nach Belieben den Luftdruck kontrollieren.

Wenn man genau nach diesen Angaben verfährt, erhält man mit leicht verbrennbaren Substanzen wie Traubenzucker, Dextrin, Salizylsäure, Bernsteinsäure, Benzoesäure für die Schulchemie befriedigende Ergebnisse, wie aus folgender Übersicht erkennbar ist. Bei den letzten beiden sublimierbaren Körpern ist es jedoch notwendig, zunächst die beiden Platinspiralen auf schwache Rotglut zu bringen und dann erst die Substanz zu erhitzen, um zu verhindern, daß sich die Sublimate in den kühleren Teilen der Röhre absetzen.

Analysenergebnisse.

Substanz	Einwage g	Gefundene Mengen a) Kohlendioxyd und Wasser	Gefundene Mengen b) Kohlenstoff und Wasserstoff	Berechnet
Traubenzucker	0,0512	0,0758 g CO_2	40,38% C	
		0,0312 g H_2O	6,82% H	
	0,0503	0,0751 g CO_2	40,72% C	39,97% C
		0,0318 g H_2O	7,07% H	6,73% H
	0,0497	0,0740 g CO_2	40,61% C	
		0,0315 g H_2O	7,09% H	
Salizylsäure	0,0483	0,1085 g CO_2	61,26% C	
		0,0202 g H_2O	4,67% H	
	0,0508	0,1132 g CO_2	60,78% C	60,84% C
		0,0201 g H_2O	4,43% H	4,39% H
	0,0492	0,1091 g CO_2	60,47% C	
		0,0205 g H_2O	4,66% H	
Benzoesäure	0,0511	0,1301 g CO_2	69,44% C	
		0,0229 g H_2O	5,01% H	
	0,0507	0,1283 g CO_2	69,02% C	68,82% C
		0,0238 g H_2O	5,25% H	4,97% H
	0,0493	0,1229 g CO_2	67,99% C	
		0,0232 g H_2O	5,26% H	

Wie aus der gegebenen Schilderung hervorgeht, handelt es sich hierbei um kein allgemein anwendbares Verfahren, sondern es ist auf die Analyse bestimmter Stoffe beschränkt. Für unsere Schulchemie aber genügt dieses mit Hilfe des Kolbenprobers ausführbare Verfahren völlig und wird an Eleganz durch kein anderes Gerät übertroffen, sei es, daß die Verbrennungsprodukte gewichtsanalytisch erfaßt oder gasvolumetrisch bestimmt werden. Max Schmidt gibt dem letzteren Wege den Vorzug.

Berichte.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Bericht über die Höhenstrahlforschung in den Jahren 1939 und 1940, Teil II. (Höhenmessungen mit Koinzidenzanordnungen; Mesonenerzeugung; Protonen in der Höhenstrahlung; Luftschauer, harte Schauer und sekundäre Mesonen). Von R. Pyrkosch in Breslau.

Höhenmessungen zur Bestimmung der Stärke des weichen und des durchdringenden Bestandteils der Höhenstrahlung sind von Regener und Ehmert ausgeführt worden. Um die Zunahme des ersteren mit der Höhe festzustellen, wurde die der Schauer bei Aufstiegen von Registrierballonen gemessen (1). Die dabei zu überwindenden Schwierigkeiten sind hauptsächlich durch die an sich geringe Zahl der Schauer und das hohe Gewicht des Körpers bedingt, in dem sie ausgelöst werden. Dank einer Verbesserung der Zählrohre, einer zweckmäßigen Koinzidenzschaltung

und der Verwendung einer leichten Hochspannungsquelle gelang der Bau eines Meßgeräts mit einem Gesamtgewicht von 7,3 kg einschließlich eines Streukörpers aus Pb von 9 cm Länge und 1 cm Dicke, das eine zuverlässige Aufzeichnung der Schauer bei einem Aufstiege gewährleistete. Dabei waren die 4 Zählrohre von 9 cm Länge so angeordnet, daß von ihnen durchweg weiche Schauer mit weiter Winkelöffnung aufgefangen wurden.

Ein Aufstieg führte bis zu einem Luftdruck von 123 mm Hg; bei dem folgenden gelang die Aufzeichnung der Schauer bis 40 mm Hg, von wo an sie wegen eines plötzlich aufgetretenen Schadens versagte. Die Aufzeichnungen beider Aufstiege und des ersten Abstiegs stimmten innerhalb der Genauigkeitsgrenzen überein und konnten deshalb zu Mittelwerten zusammengefaßt werden. In geringen Höhen, bis etwa 500 mm Hg, waren die Schauer zu selten, um bei der beträchtlichen Aufstiegsgeschwindigkeit brauchbare Koinzidenzzahlen zu liefern. Dagegen konnte am Erdboden ein sehr genauer Wert erhalten werden. Für das Zwischengebiet wurden die Messungen von Johnson auf Bergen [diese Z. 49, 259 (1936)] herangezogen, die mit ähnlicher Versuchsanordnung ausgeführt worden waren. Die von ihm gefundenen Koinzidenzzahlen wurden mit einem passenden Faktor multipliziert, so daß die Kurve seiner Meßpunkte durch den Bodenpunkt von Regener und Ehmert ging. Sowohl bei den Messungen von Johnson wie bei den eigenen wurde der Massenwert des Streukörpers zu dem Luftdruck addiert, indem er proportional zu dem Quadrat der Atomzahl Z berechnet wurde. Denn die weiche Schauer auslösende Strahlung wird hauptsächlich durch Bremsstrahlung absorbiert, und dieser Energieverlust ist nach der Strahlungstheorie proportional zu Z^2. Der Massenwert des Streukörpers von Regener und Ehmert wurde so zu 65 mm Hg gefunden.

Die Meßpunkte von Johnson lagen dann bis zur Höhe von 500 mm Hg gut auf einer Geraden, wenn die Logarithmen der Schauerzahlen gegen die der Höhen aufgetragen wurden, und die von Regener und Ehmert von 500 bis 350 mm Hg auf ihrer Verlängerung. Von 350 mm Hg an schloß sich die Kurve der Schauerzahlen gut den Kurven für die senkrechte Gesamtstrahlungsstärke von Pfotzer [diese Z. 52, 32 (1939)] und Ehmert (2) an, nachdem die Koinzidenzzahlen wieder mit einem geeigneten Faktor multipliziert worden waren, während sie bis zu 350 mm Hg steiler ansteigt, in Übereinstimmung mit der schon früher vielfach festgestellten Tatsache [vgl. z. B. diese Z. 48, 265 (1935)], daß die Schauer mit wachsender Höhe stärker zunehmen als die Strahlung selbst. Da aber von 350 mm Hg oder Höhen von 7 km an der bei weitem überwiegende Teil der senkrechten Strahlung ihrem weichen Bestandteil angehört, wird durch den Versuch gezeigt, daß die weichen und weitgeöffneten Schauer in der Tat von ihm ausgelöst werden.

Das Auseinandergehen der beiden Kurven von 350 mm Hg an nach größeren Drucken erklärt sich dann einfach daraus, daß die weiche Strahlung viel schneller geschwächt wird als die harte, so daß diese immer mehr hervortritt und schließlich überwiegt. Sie wird aber bei den in Rede stehenden Versuchen nicht erfaßt, da sie nur wenig weitgeöffnete Schauer erzeugt. Die Schauerkurve ist demnach zugleich als die Absorptionskurve der weichen Strahlung zu betrachten, und aus ihr geht hervor, übereinstimmend mit Ergebnissen, die von anderen Forschern durch direkte Absorptionsmessungen erlangt wurden, daß die weiche Strahlung in Seehöhe 27% der Gesamtstrahlung, in einer Höhe von 500 mm Hg oder 4300 m aber schon 50% beträgt.

Um die Abhängigkeit der harten Strahlung von der Höhe festzustellen, wurde von Ehmert (3) eine ähnliche für Ballonaufstiege geeignete Versuchsanordnung benutzt, die 3 Zählrohre übereinander in Koinzidenzschaltung enthielt, zwischen denen sich zwei je 4,5 cm dicke Pb-Stücke befanden. Die 3fachen Koinzidenzen wurden durch ein Zählwerk vermerkt, dessen Skala zusammen mit der des Barographen alle 4 Min. photographiert wurde. Die Meßpunkte, welche für die zunehmende Höhe bei zwei Flügen bis 16 mm Hg-Druck gewonnen wurden, streuten wegen der verhältnismäßig kleinen Koinzidenzzahlen erheblich. Im Gegensatz zu der Kurve der Gesamtstrahlungsstärke hat die mittlere, durch die Meßpunkte der harten Strahlung allein gelegte Kurve keinen Gipfel, sondern läuft zwischen 100 und 16 mm Hg Druck der Abszissenachse fast parallel, und der Mittelwert der Koinzidenzzahl ist in diesem Bereiche 12,2mal so groß wie am Erdboden. Da Meßfehler im wesentlichen nur von seitlichen Schauern zu befürchten waren, welche die Pb-Klötze nicht durchsetzen, wurden nur leichte Teile der Versuchsanordnung seitlich und alle schweren, wie die Batterien, tiefer angebracht. Dann konnten die gezählten Koinzidenzen als von durchdringenden Strahlen herrührend angesehen werden, in erster Linie von Mesonen.

Zieht man die Ordinaten der Ehmertschen Kurve für die harte Strahlung von den entsprechenden der Gesamtstrahlungskurve ab, so gibt die Differenzkurve die Zahl der in 9 cm Pb je Zeiteinheit stecken bleibenden Höhenstrahlteilchen als Funktion der Höhe. Diese stimmt mit der von Regener und Ehmert bis 40 mm Hg gemessenen Kurve für die Strahlung überein, welche die weiten Schauer auslöst und sich auch so als weicher Bestandteil der Höhenstrahlung ausweist.

Der von Ehmert in seiner Kurve vermißte Gipfel ist sodann von Schein, Jesse und Wollan (4) bei entsprechenden Versuchen unter ähnlicher Breite (52,5° magn. N) gefunden worden. Auch sie benutzten eine Koinzidenzanordnung von 3 Zählrohren übereinander mit 2 cm Pb zwischen den beiden oberen und 6 cm Pb zwischen den beiden unteren, so daß die Koinzidenzen nur durch Strahlen bewirkt werden konnten, die 8 cm Pb durchsetzt hatten, abgesehen von waagerechten Luftschauern. Um diese unschädlich zu machen, war eine 1 cm dicke Pb-Platte auf jeder Seite des dritten Zählrohrs angebracht. Um gleichzeitig die

Zahl der Mesonen zu messen, die in dem 2-cm-Pb-Stück *B* durch eine senkrechte nicht ionisierende Strahlung erzeugt werden und damit den Versuch von Schein und Wilson [diese Z. **54**, 20 (1941)] zu wiederholen, wurden die Rohre *2* und *3* noch mit einem Rohr *4* unter ihnen zu einer zweiten dreifachen Koinzidenzanordnung zusammengeschaltet und 2 cm Pb zwischen *3* und *4* angebracht, damit die Strahlen wieder 8 cm Pb durchsetzen mußten, um eine Koinzidenz zu verursachen. Während die obere Anordnung (*1 2 3*) nur durch Mesonen betätigt werden konnte, die außerhalb des Apparats entstanden sind, ist dies bei der unteren (*2 3 4*) auch durch solche möglich, die in *B* ausgelöst werden, so daß die Differenz der Koinzidenzzahlen ein Maß für die Zahl der letzteren ist. Das Gesamtgewicht der Ausrüstung betrug 17 kg, von denen $5^1/_2$ allein auf die Pb-Massen kamen. Das Ganze wurde von 21 Ballonen bei 2 Flügen in die Höhe genommen, die je 12 Stunden dauerten. Bei dem ersten betrug der kleinste erreichte Luftdruck 6,6 cm Hg, bei dem zweiten nur 3,5 cm Hg. In beiden Fällen erreichten die Ballone eine Gleichgewichtshöhe in der Stratosphäre, in der sie 4 bis 5 Stunden verblieben, so daß die Mesonenintensität für den betreffenden Druck mit großer Genauigkeit bestimmt wurde.

Die Kurve, welche die Koinzidenzzahl der Anordnung (*1 2 3*) und damit die senkrechte Mesonenstärke als Funktion der Höhe darstellt, steigt mit wachsender Höhe an und erreicht ihren Gipfel bei etwa 6,6 cm Hg oder 17,6 km. Die Intensität ist hier etwa 11mal so groß wie in Seehöhe und beträgt, obgleich sie von da an abnimmt, in 21,3 km Höhe (3,6 cm Hg) noch etwa 8mal so viel. Zwischen 8 und 50 cm Hg erwies sich die Absorption als fast exponentiell mit $\frac{\mu}{\varrho} = 1{,}2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{gr}}$; in Seehöhe ist diese Zahl nach Wilson [diese Z. **52**, 204 (1939)] nur noch $0{,}7 \cdot 10^{-3}$. In befriedigender Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen sind solche von Dymond (5), der entsprechende Versuche mit einer senkrechten Koinzidenzanordnung unter 10 cm Pb anstellte. Aus drei Flügen mit Pilotballonen und Radioübertragung der Koinzidenzen nach dem Erdboden findet er unter 59° magn. N den Höchstwert der Mesonenintensität in etwa 16 km Höhe (8 cm Hg) von 9mal so großem Betrage wie in Seehöhe.

Die Vergleichung, die Schein, Jesse, Wollan zwischen ihrer Intensitätskurve und derjenigen vornahmen, die sich aus den Koinzidenzen der Anordnung (*2 3 4*) ergab, zeigte, daß die Erzeugung von Mesonen im Bleistück *B* bei etwa 6 km Höhe merklich wird und mit der Höhe wächst bis zu etwa 25% der gesamten Mesonenstärke am Gipfel, über den hinaus die Mesonenbildung in *B* nicht zu verfolgen war, da der zweite Flug keine vollständigen Aufzeichnungen für (*2 3 4*) ergab und der erste sich nur bis 17,6 km erstreckte. Damit waren die Messungen des Versuchs von Schein und Wilson bestätigt und viel weiter nach oben ausgedehnt.

Um das Verhältnis der Stärken der weichen und harten Strahlung als Funktion der Höhe zu bestimmen, wurde wie von Ehmert die Pfotzersche Kurve der senkrechten Gesamtstrahlung verwandt und durch Subtraktion entsprechender Ordinaten voneinander die Intensitätskurve für die weiche Strahlung hergestellt. Sie läßt sich der Schauerstärkenkurve von Regener und Ehmert gut anpassen und beweist wieder, daß die gewöhnlichen weichen Schauer von der weichen Strahlung herstammen. Es ergab sich ferner, daß die Mesonen am Gipfel der Pfotzerschen Kurve bei 8 cm Hg-Druck etwa 12% und die ionisierenden Teilchen der weichen Strahlung 88% der gemessenen senkrechten Gesamtstärke betragen, während in Seehöhe etwa 75% auf die harte und 25% auf die weiche Strahlung kommen. Die Fläche unter der Mesonenkurve hat etwa nur den zehnten Teil des Inhalts wie die unter der Pfotzerschen Kurve.

Um die Hypothese zu prüfen, daß die Mesonen von Photonen der Höhenstrahlung erzeugt werden nach dem Schema $h\nu + P = N + Y^+$ und $h\nu + N = P + Y^-$ [diese Z. **54**, 20 (1941)], wurde das Verhältnis $n_y : n_w$ für verschiedene Höhen gebildet, wo n_y die Zahl der in *B* ausgelösten Überschußmesonen und n_w die Stärke der weichen Strahlung nach Regener und Ehmert ist. Mit Rücksicht auf die ziemlich weiten Genauigkeitsgrenzen läßt das Ergebnis einen konstanten Wert des Verhältnisses vermuten, was als Bestätigung der Hypothese angesehen wird unter der Voraussetzung, daß die Zahl der Photonen der weichen Strahlung proportional der Zahl ihrer ionisierenden Teilchen ist; ferner wird daraus der Pb-Kernquerschnitt für die Mesonenerzeugung zu $0{,}7 \cdot 10^{-27}$ cm² berechnet.

Von L. W. Nordheim und M. H. Hebb (6) ist die Hypothese der Mesonenerzeugung theoretisch weiter verfolgt worden. Sie finden, daß ein Photon im allgemeinen dabei nicht nur ein Meson, sondern mehrere aus dem Kern auslösen müßte, was zu einer Schwierigkeit führt. Denn es müßte dann auch einen umgekehrten Vorgang geben, an dem ein Photon und dieselbe Zahl Mesonen beteiligt sind und nur ein Meson und das Photon die Rollen bei der Einleitung des Vorgangs vertauschen. Würde bei dem direkten Vorgang nur ein Meson gebildet, so unterschiede sich der umgekehrte von ihm allein durch die Richtung; im andern Fall aber besteht die Umkehrung in der Bildung eines Photons und einiger Mesonen, unter welche die Energie des erzeugenden Mesons verteilt wird. Es verhält sich also ähnlich wie bei der Erzeugung eines Elektronenpaares durch ein Photon und umgekehrt wie bei der Ausstrahlung eines Bremsquantums durch ein Elektron. Wie nun nach der Theorie der Strahlung der Energieaufwand bei diesen beiden Vorgängen ungefähr derselbe ist, so müßte auch der große, zur Erzeugung energiereicher Mesonen erforderliche Wirkungsquerschnitt einen entsprechend großen bei der Absorption von Mesonen zur Folge haben, was mit ihrer großen Durchdringungskraft, namentlich in großen Tiefen, nicht vereinbar ist.

Von Schein, Jesse, Wollan (4) wird hierzu bemerkt, daß Anzeichen für eine solche Verschiedenheit des Querschnitts in der Tat vorhanden

seien, indem die große Zahl von Mesonen in der Atmosphäre, besonders der Stratosphäre, nur durch einen großen Erzeugungsquerschnitt, ihre Durchdringungskraft in großen Tiefen durch einen kleinen Absorptionsquerschnitt im Verhältnis von etwa 100 : 1 zu erklären seien und die Mesonen sich in dieser Beziehung anders zu verhalten schienen wie Elektronen hoher Energie bei Bremsstrahlung und Paarerzeugung.

Daß in Seehöhe kein deutlicher Teil der harten Strahlung von nicht ionisierenden Strahlen hervorgebracht wird, hatten schon früher Versuche von Rossi (7), Hsiung (8) und Maass [diese Z. **53**, 82 (1940)] gezeigt, bei denen derselbe Kunstgriff verwandt wurde, eine Pb- oder Fe-Schicht abwechselnd zwischen und über den Rohren einer Koinzidenzanordnung anzubringen und die Koinzidenzzahlen A und B in beiden Fällen zu bestimmen. Doch hatte Maass mit größeren Dicken von Fe auch Werte von B/A gefunden, die größer als 1 waren und bei etwa 30 cm Fe einen Höchstwert 1,2 erreichten. Da Photonen solche Massenschichten nicht durchdringen können, mußte der Unterschied der Koinzidenzzahlen A und B von viel durchdringenderen neutralen Teilchen herrühren, für die auch Neutronen und die hypothetischen Neutrinos nicht in Betracht zu kommen schienen. Da die Absorption dieser Teilchen sich gleich derjenigen der Mesonen erwies, und auch aus theoretischen Gründen, nahmen Arley und Heitler (9) deshalb das Vorhandensein eines neuen Teilchens an, das sie Neutretto nannten und dem sie die Masse eines Mesons, aber keine Ladung, erteilten. Ein solches Neutretto Y^0 sollte sich in ein positives oder negatives Meson durch Zusammenstoß mit einem Proton oder Neutron eines Kerns verwandeln können nach dem Schema $Y^0 + N = P + Y^-$ oder $Y^0 + P = N + Y^+$. Die früheren Versuche schienen noch durch einen Versuch von F. R. Shonka (10) bestätigt zu werden, den er auf dem 4300 m hohen Mount Evans mit einer Koinzidenzanordnung von 4 Zählrohren übereinander anstellte. Pb-Schichten von 13 bis 17 cm Dicke zwischen den Rohren dienten als Strahlenfilter. Außerdem wurden verschiedene Pb-Dicken abwechselnd über und zwischen den Rohren angebracht. Mit einer solchen Pb-Schicht von nur 2 cm war das Verhältnis der Koinzidenzzahlen wenig von 1 verschieden, nämlich gleich $1{,}015 \pm 0{,}005$, mit einer von 20 cm dagegen $1{,}061 \pm 0{,}006$. Diesen Wert hatte Hsiung mit 20 cm Pb früher in Seehöhe gefunden. Auch Rossi und Janossy (25) glaubten bei einer Wiederholung des Hsiungschen Versuchs in abgeänderter Form die Anwesenheit von einigen nicht ionisierenden Strahlen durchdringender Art festgestellt zu haben, doch haben neuere Versuche ähnlicher Art von Y. Nishina und K. Birus (29) einen negativen Ausgang genommen, so daß die Frage nach der Existenz des Neutrettos als unentschieden zu betrachten ist.

Eine von der im vorhergehenden auseinandergesetzten verschiedene Auffassung der Mesonenerzeugung wird von Johnson vertreten. Nach ihm [diese Z. **53**, 27 (1940)] bilden Protonen einen wesentlichen Bestandteil der primären Höhenstrahlung, wofür besonders ihr Ost-West-Effekt angeführt wird, nach dem fast die ganze feldempfindliche Strahlung der unteren Atmosphäre von positiven Primärstrahlen abstammt. Diese Untersuchungen sind von Johnson und J. G. Barry (11) fortgesetzt und von Johnson (12) zusammengefaßt worden. Dabei sind diese Forscher zu der Ansicht gelangt, daß die Mesonen von primären Protonen erzeugt werden. Daß sie sekundär sein müssen, folgt schon aus ihrem Selbstzerfall bei einer mittleren Lebensdauer von einigen 10^{-6} sec. Daß sie von positiven Teilchen abstammen, folgt, soweit diese feldempfindlich sind, aus einer quantitativen Vergleichung der Ost-West-Asymmetrie, welche den Überschuß der positiven über die negativen Teilchen mißt, mit dem Breiteneffekt, der die Gesamtheit der geladenen Teilchen mißt. Auf Grund einer Rechnung (13), welche die Energiebereiche berücksichtigt, die an den beiden Effekten beteiligt und von Lemaître und Vallarta berechnet worden sind, ergibt sich, daß wahrscheinlich alle feldempfindlichen Strahlen in Seehöhe von positiven Primärstrahlen herstammen und nach der Genauigkeitsgrenze höchstens 10% von negativen. Da aber die weichen Strahlen in Seehöhe fast sämtlich vom Zerfall der Mesonen in der Atmosphäre herrühren und folglich nicht zu den feldempfindlichen zu rechnen sind, so betrifft das Ergebnis im wesentlichen nur die harten Strahlen oder Mesonen.

Wenn nun die Primärstrahlung aus Elektronen bestände, müßten diese vorwiegend positiv sein, und folglich müßte auch die weiche Strahlung in großen Höhen eine bedeutende Ost-West-Asymmetrie aufweisen. Daß dies nicht so ist, hatten bereits Untersuchungen gezeigt, die Johnson über die Ost-West-Asymmetrie der Schauer auf Bergen der Äquatorzone angestellt hatte [diese Z. **49**, 260 (1936)]. Dabei wurde die Asymmetrie mit einem Zählrohrdreikant unter Zenitwinkeln von 35^0 und 49^0 gemessen und in einer Höhe von 6 m H_2O-Wert (4300 m) kleiner als 2% gefunden. Sie war gleichfalls die Asymmetrie der weichen Strahlung, welche die gewöhnlichen Schauer erzeugt. Ihr standen 15% Asymmetrie der Gesamtstrahlung an derselben Stelle gegenüber. Daraus folgerte Johnson schon damals, daß die Asymmetrie der Gesamtstrahlung von durchdringenderen Teilchen verursacht wird, wahrscheinlich Protonen, indem er sich auf Vermutungen von Compton und Bethe stützte [diese Z. **48**, 268 (1935)]. Dagegen seien gleichviele positive und negative Elektronen, die Schauer erzeugen, anzunehmen [vgl. auch diese Z. **53**, 27 (1940)].

Einen noch deutlicheren Beweis erbrachten jüngst von den beiden Forschern (11) ausgeführte Freiballonflüge nahe dem Äquator, wo die Asymmetrie am stärksten zu erwarten ist. Die Koinzidenzen einer Anordnung von drei Zählrohren übereinander wurden mit dem Luftdruck radiotechnisch nach dem Erdboden übermittelt. Die Achsenebene der Rohre war um 60^0 gegen die Senkrechte geneigt. Die Vergleichung der östlichen und westlichen Strahlungsstärke geschah mit Hilfe einer Photozelle, die, von der Sonne belichtet,

die Orientierung des Ballons und Apparats anzeigte. Von 10 Flügen lieferten 4 vollständige Aufzeichnungen aus atmosphärischen Tiefen zwischen 1 und $^1/_2$ m H_2O-Wert. Aus ihnen ging hervor, daß die westliche Strahlungsstärke im Durchschnitt nur etwa um 7% größer als die östliche war, während nach Rechnungen auf Grund der Theorie von Lemaître und Vallarta und der Breiteneffektsbestimmungen in großen Höhen von Bowen, Millikan und Neher [diese Z. 53, 27 (1940)] eine Asymmetrie von 60% zu erwarten war, falls alle weichen Primärstrahlen positiv wären. Bei der Annahme von 7% Asymmetrie zeigt die Rechnung dagegen, daß 44% der Strahlungsstärke von negativen und 56% von positiven Primärstrahlen herrühren.

Nach diesem Ergebnis in Verbindung damit, daß die harte Strahlung von Primärstrahlen abstammt, die fast alle positiv sind, erscheint es unmöglich, die Mesonen von den Elektronen der weichen Primärstrahlung herzuleiten, und es liegt nahe, die überschüssigen positiven Primärteilchen, von denen sie erzeugt werden, als Protonen anzusehen. Damit würde auch erklärt sein, warum Protonen in der Höhenstrahlung am Erdboden so selten gefunden werden, da sie auf dem Wege dahin ihre Energie zumeist bei Kernzusammenstößen einbüßen, aus denen die Mesonen hervorgehen. Ferner steht damit im Einklang, daß die Breiteneffektskurve ihre Knie bei etwa 40° magn. Breite hat [diese Z. 53, 24 (1940)], denn die zu dieser Breite gehörige Mindestenergie zur Überwindung des magnetischen Erdfelds ist für ein Proton $6{,}4 \cdot 10^9$ eV, und die größte Energie, die es davon einem Meson mit 1/10 Protonmasse bei einem zentralen Stoß erteilen kann, gleich $3{,}1 \cdot 10^9$ eV. Da nun $2 \cdot 10^9$ eV von einem Meson durch Ionisation beim Durchgang durch die Atmosphäre eingebüßt werden, könnte jener Betrag sehr wohl den durchschnittlichen Energieverlust eines Mesons in der Atmosphäre darstellen, wenn außer der Ionisation noch andere Ursachen, wie Kernzusammenstöße, berücksichtigt werden. Die Breite der Knie würde folglich nicht, wie zuerst vermutet, diejenige sein, wo die Mindestenergie der Primärstrahlen gerade ausreicht, damit diese die Atmosphäre durchdringen können, sondern wo dies von den Mesonen größter Energie zutrifft, die durch sie erzeugt werden [diese Z. 52, 69 (1939)]. Wie im einzelnen die Erzeugung der Mesonen durch Protonen verlaufen soll, wird nicht angegeben, und die theoretischen Schwierigkeiten sind dabei nach Nordheim (17) im wesentlichen dieselben wie bei der Erzeugung durch Photonen.

Zu den Versuchen, Protonen in der Höhenstrahlung nachzuweisen [diese Z. 52, 72 (1939)] bemerkt G. Herzog (14), daß die Bestimmung der Ruhmasse geladener Teilchen durch ihre Ionisation in einer Nebelkammer unmöglich wird bei Geschwindigkeiten, die der des Lichts nahe kommen, wegen der außerordentlichen Zunahme der relativistischen Masse. Man muß deshalb die Teilchen beobachten, wenn ihre Energie gering geworden ist und sie sich am Ende ihrer Reichweite befinden. Zu diesem Zwecke benutzte er eine große Nebelkammer, die durch eine besondere Zählrohranordnung derart gesteuert wurde, daß sie nur auf Teilchen ansprach, die noch einen unter bestimmter Grenze liegenden Weg zurückzulegen hatten. Die bei der Entspannung erhaltenen Spuren gehörten so zu Teilchen geringer Energie, deren Ruhmassen aus mehr oder minder dichter Ionisation zu bestimmen waren. Außerdem befand sich die Kammer zu diesem Zweck in einem Magnetfeld von 2000 Gauß. Indessen wurde unter den 118 brauchbaren Aufnahmen kein Fall gefunden, bei dem die Ionisation von der eines gewöhnlichen Elektrons verschieden gewesen wäre, so daß Protonen und Mesonen ausgeschlossen erschienen. Damit wurden die Versuche von Street und Stevenson [diese Z. 52, 207 (1939)] bestätigt, die unter noch zahlreicheren Aufnahmen nur je eine Spur erhielten, welche als die eines Protons und Mesons zu deuten war.

Mit ganz anderem Erfolg aber wurden von demselben Forscher Nebelkammeraufnahmen in einem Flugzeuge bis zu 8,9 km Höhe ausgeführt (15). Eine Kammer von 15 cm Durchmesser war dabei zwischen den Polen eines großen permanenten Magneten in einem Felde von 700 Gauß angebracht. Mit und ohne Zählrohrsteuerung wurden 230 Aufnahmen erhalten, von denen mehr als 25 Spuren von solcher Dichte und solchem $H \cdot \varrho$-Wert aufwiesen, daß sie weder von Elektronen noch von Protonen herrühren konnten und als „langsame" Mesonen gedeutet wurden (s. weiter unten). Die Aufnahmen enthielten ferner viel stärker ionisierende Teilchen: Protonen, α-Teilchen und noch schwerere Kerne, doch nur die 110, welche in Höhen über 6 km gewonnen worden waren.

Johnson, Barry und R. P. Shutt (16) haben am Erdboden bei einer Reihe von Aufnahmen mit einer großen Nebelkammer, die im Innern drei Querplatten aus Pb von 1 cm, 5 cm und 1 cm Dicke besaß, einige Spuren erhalten, die von Protonen am Ende ihrer Reichweite herzurühren schienen. Bei der wahrscheinlichsten von ihnen kam der Strahl von oben in die Kammer, nachdem er 15 cm Pb zwischen zwei Zählrohren durchsetzt hatte, die zur Steuerung der Kammer dienten. In der Kammer ging er durch die drei Platten und trat durch den Boden wieder aus. In der mittleren 5-cm-Platte wurde er um 25° abgelenkt und so verlangsamt, daß seine Ionisation in dem untersten Kammerabteil merklich dichter als vorher und gleich der eines langsamen Protons war.

Wie bereits früher erwähnt [diese Z. 54, 59 (1941)], waren die großen Luftschauer mit dem Auftreten von Stößen in ungepanzerten Ionisationskammern in Verbindung gebracht worden. Sie ließen nun auch eine Erklärung für die bisher rätselhafte Erscheinung zu, daß eine beträchtliche Zahl von Schauern als störender Nulleffekt beobachtet wird, wenn alles Schauer verursachende Material in der Nachbarschaft des Meßgeräts nach Möglichkeit vermieden wurde. Denn sie konnten jetzt als Teile ausgedehnter Luftschauer gedeutet werden, die von der Streuplatte über der Ionisationskammer oder den Zählrohren durch weitere Vervielfältigung verstärkt wurden. Diese Vermutung

ist von Montgomery und Montgomery (18) mit einer Ionisationskammer an drei Stellen ihres Instituts geprüft worden. Die erste lag in einem unterirdischen Raum unter etwa 1 m Erde, die zweite in einem Raum mit schwerem Zementdach und die dritte in einem leichten Holzgebäude, also so gut wie im Freien. Die Messungen wurden zum Teil mit einer 1 cm dicken Pb-Platte über der Kammer vorgenommen, zum Teil ohne sie. Sie ergaben eine auffallend große Zahl Stöße in dem ersten Raum, die vergleichbar war mit der in freier Luft in der Höhe von 3 m H_2O-Wert weniger als in Seehöhe. Mit der Pb-Platte über der Kammer war die Zahl der Stöße einer bestimmten Größe, d. h. die Menge der in der Kammer auftretenden Ionenpaare, größer, und zwar schienen alle Stoßgrößen in demselben Maße vervielfacht zu werden, nämlich etwa entsprechend dem Faktor 1,7. Dieser konnte auch aus der Kaskadentheorie berechnet werden unter der Voraussetzung, daß die Stöße hauptsächlich in der Erde entstehen und die Wirkung der Pb-Schicht darin besteht, die Zahl der Strahlen zu vergrößern. Die durchschnittliche Energie eines Schauerstrahls aus einer dicken Erdschicht liegt nämlich etwas unter 10^8 eV, und nach den Rechnungen von N. Arley (19) ergibt sich, daß ein Elektron dieser Energie in 1 cm Pb mit dem Faktor 2, 1 vervielfacht wird. Die Übereinstimmung wird als ausreichend betrachtet.

Diese einfache Beziehung zwischen den Stößen mit und ohne Pb über der Kammer war im dritten Raume nicht vorhanden. Hier wurden nicht nur die Luftschauer durch das Pb vergrößert, sondern in ihm auch neue Stöße erzeugt, vermutlich durch Elektronen, die durch den Zerfall von Mesonen in der unteren Atmosphäre entstanden sind und daher nicht wie bei den großen Luftschauern von einer großen Zahl anderer Elektronen begleitet werden. Die Ergebnisse im zweiten Versuchsraume lagen zwischen denen im ersten und dritten.

Die Untersuchungen über die großen Luftschauer [diese Z. **53**, 83 (1940)] selbst sind von Auger und Mitarbeitern (Maze, Grivet, Ehrenfest, Fréon usw.) (20) auf dem Jungfraujoch und Pic du midi fortgeführt worden. Sie verwandten dabei eine Nebelkammer, die von zwei Zählrohren gesteuert wurde, von denen eines über ihr angebracht und mit einer gewölbten Pb-Schicht von 6,5 cm Dicke gepanzert war; das andere war meist 4 m von dem ersten in waagerechter Ebene entfernt. Es wurde festgestellt, daß die gleichzeitigen Entladungen der beiden Rohre mit dem Auftreten von Schauern in der Kammer zusammenfielen. Auf zahlreichen Aufnahmen durchsetzte kein Teilchen eine Querwand der Kammer von 1,5 cm Pb, ohne einen Schauer zu erzeugen, und die Anzahl der Spuren auf ihnen war groß. Es wird daraus geschlossen, daß die durchdringenden Strahlen in den dichten Teilen der großen Schauer Elektronen hoher Energie sind.

Um die Verteilung der Schauerstrahlen festzustellen, wurde die Nebelkammer, deren Nutzfläche etwa 400 cm² betrug, von zwei Zählrohren gesteuert, von denen das eine 50 m von ihr entfernt, das andere erst über ihr, dann in 4 m Abstand seitwärts aufgestellt war. Im ersten Fall ergaben sich 69 Strahlen auf 30 Aufnahmen, im zweiten 72 auf 35 Aufnahmen; keine Aufnahme enthielt mehr als 10 Strahlen. Die daraus berechnete mittlere Dichte der Bahnen von 40 je m² war offenbar ziemlich gleichmäßig auf einer Fläche von mindestens 20 m² verteilt, und wahrscheinlich noch weit über diese hinaus.

Während die Zahl der Koinzidenzen bei einer Entfernung der beiden Zählrohre von 100 m in Paris 0,5 je Stunde betrug, war sie auf dem Jungfraujoch bei 150 m Abstand noch 4, bei 300 gleich 1,5. Dabei wurde das eine der beiden Rohre, die eine Oberfläche von je 200 cm² besaßen, auf den Gletscher gelegt und seine Entladung durch einen Schauerstrahl mit Hilfe eines isolierten Drahts nach dem Laboratorium übertragen. Die Ergebnisse wurden in einer Kurve dargestellt, in dem als Abszisse der Logarithmus der Entfernung der Rohre voneinander in Metern, als Ordinate der Logarithmus der Koinzidenzzahl je Stunde gewählt wurde. Diese Kurve wurde mit einer anderen verglichen, die von Euler und H. Wergeland (21) nach der Theorie der Streuung der Elektronen in einer Kaskade berechnet worden war unter der Voraussetzung, daß die Zahl der aus dem Weltraume kommenden Elektronen mit einer Energie $E > 2 \cdot 10^9$ eV proportional zu $E^{-1,8}$ ist. Dabei wurde Übereinstimmung für Zählrohrabstände bis zu 25 m festgestellt, während die beobachteten Koinzidenzen bei größeren Abständen zahlreicher waren als die theoretischen. Von Auger und Mitarbeitern wird daher vermutet, daß die großen Luftschauer in ihrem Innern aus Kaskadenelektronen bestehen, in ihren äußeren Teilen aber Mesonen mit sich führen, die wegen ihrer größeren Durchdringungskraft eine größere Ausdehnung erreichen als die Elektronen. Aus dem Unterschiede zwischen der beobachteten und berechneten Kurve finden Euler und Wergeland 50% Mesonen bei einem dieser Schauer und unter der Voraussetzung, daß die Mesonen sich 5 bis 10mal so weit ausbreiten wie die Elektronen, einen Mesonenanteil von 2 bis $^1/_2$% in dem durch etwa 20 m Zählrohrabstand begrenzten Innern des Schauers.

Die Durchdringungskraft der Schauerteilchen wurde auf dem Pic du midi mit einer dreifachen Koinzidenzanordnung untersucht. 2 Zählrohre waren übereinander angebracht und seitlich sowie unten mit 10 cm Pb gepanzert, um schräg und von unten kommende Strahlen abzuhalten. Zwischen sie wurden Pb-Schichten bis zu 20 cm Dicke als Absorber gebracht; das dritte Rohr war von dem unteren der beiden in waagerechter Ebene um 3 m getrennt. Der Abfall der Absorptionskurve war stark für die ersten Zentimeter Pb und langsamer nach 5 cm Dicke; doch wurde noch ein merklicher Teil von Koinzidenzen mit 15 bis 20 cm Pb beobachtet, der ebenfalls auf die Mesonen im Schauer zurückgeführt wird, da Elektronen dazu eine Energie von mindestens 10^{12} eV haben müßten.

Daß diese Mesonen im Innern jedenfalls sehr selten sind, wurde durch Nebelkammeraufnahmen aus dem innersten Schauergebiet bestätigt (22);

sie ließen aber außergewöhnlich zahlreiche Spuren langsamer Protonen erkennen, woraus auf Kernzertrümmerungen durch die Schauerstrahlen geschlossen wird [diese Z. 53, 30 (1940)].

Die durch die Versuche in Paris, auf dem Jungfraujoch und Pic du midi festgestellte Tatsache, daß die Zahl von Koinzidenzen, welche je Stunde mit zwei Zählrohren im waagerechten Abstand von einigen Metern beobachtet werden, mit der Höhe stark anwächst, rührt nach Auger und Mitarbeitern (23) teils von der Zunahme der Anzahl N von großen Luftschauern her, die durchschnittlich je Stunde den Beobachtungsort erreichen, teils von der Zunahme der Strahlendichte, der mittleren Zahl Δ der Teilchen, welche ein waagerechtes m^2 bei einem solchen Schauer treffen. Dieselben Forscher (24) haben ein Verfahren ausgearbeitet, wie man N und Δ durch Vergleichung der stündlichen Koinzidenzzahlen mit Anordnungen von zwei und drei Zählrohren ermitteln kann, und so gefunden, daß Δ auf dem Pic du midi mit einem Luftdruck von 7,3 m H_2O doppelt und N dreimal so groß ist wie in Paris mit dem mittleren Druck 10,3 m H_2O.

Mit einer Anordnung von drei Zählrohren wurden in Seehöhe etwa 30 Koinzidenzen je Stunde erhalten, und mit Berücksichtigung der Zählrohroberfläche und der Strahlendichte die großen Schauer auf etwa 60 je Stunde geschätzt, auf dem Jungfraujoch auf etwa das Zehnfache. Die Zahl der Strahlen hat bei einem solchen Schauer die Größenordnung 10^6, und ihre Energie ist wahrscheinlich zumeist die kritische für Luft, nämlich rund 10^8 eV [diese Z. 53, 29 (1940)], so daß die Gesamtenergie etwa 10^{14} eV ist. Zu demselben Ergebnis führt die Kaskadentheorie mit Rücksicht darauf, daß die Atmosphäre 30 Strahlungseinheiten entspricht und die Teilchenzahl 10^5 übertrifft. Für Schauer derselben Teilchenzahl, die nur auf das Jungfraujoch herabreichen und nur 20 Strahlungseinheiten zurückzulegen haben, würde die Energie des auslösenden Teilchens etwa den dritten Teil betragen. Energien dieser Größe könnten aber nicht von Einzelvorgängen herstammen, sondern wahrscheinlich nur von geladenen Teilchen längs weit ausgedehnter elektrischer Felder erlangt werden.

Die harten Schauer waren besonders nach Untersuchungen von Bothe und Schmeiser [diese Z. 53, 81 f. (1940)] von diesen Forschern als Schauer enger Winkelöffnung mit sehr durchdringenden Strahlen erklärt worden, die von Mesonen in dicken Massenschichten erzeugt werden und den zweiten Gipfel der Rossi-Kurve hervorbringen. Um festzustellen, ob die unter dicken Schichten beobachteten Schauer mit den Bhabaschen Ionisationsschauern gleichbedeutend sind [diese Z. 54, 57 (1941)], die daher stammen, daß ein Meson zentral auf ein Elektron stößt und dieses darauf einen Kaskadenschauer auslöst, wurden von Lovell nach einer Mitteilung von Blackett und Rossi(25) 5200 Aufnahmen mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer gemacht, die sich hintereinander unter 10, 20 und 30 cm Pb befand und eine Querwand von 1,8 cm Pb besaß. Sie enthielten im ganzen 463 Schauer mit mehr als 5 Strahlen. Von ihnen wurden 32 ausgewählt, die aus einem Flächenstück des Pb über der Kammer austraten, das genau über ihrem beleuchteten Teile lag, so daß alle Spuren ionisierender Schauerteilchen auch wirklich auf der Aufnahme abgebildet waren. Diese Schauer konnten daher benutzt werden, um die Wahrscheinlichkeit $P(N)$ des Auftretens von Schauern mit N Teilchen als Funktion von N abzuschätzen, so weit es die kleine Zahl zuließ. Mit Berücksichtigung der Intensität und des Energiespektrums der Mesonen kann aber auch $P(N)$ aus der Theorie von Bhaba berechnet werden. Innerhalb der sehr weiten Genauigkeitsgrenzen wurde Übereinstimmung gefunden. Die Querwand aus Pb sollte zur Unterscheidung von Elektronen und Mesonen dienen, indem letztere ohne Auslösung von Sekundärstrahlen hindurchgehen. Abgesehen von zwei sehr zweifelhaften Fällen wurden unter den 463 Schauern aber keine Mesonenschauer entdeckt, so daß nur Kaskadenschauer vorzukommen schienen.

Nach derselben Mitteilung (25) haben Rossi und Janossy mit mehreren geometrisch verschiedenen Anordnungen und gesteigerter Genauigkeit die Versuche anderer Forscher [diese Z. 51, 172 (1938) u. 53, 82 (1940)] wiederholt, um den zweiten Gipfel der Rossi-Kurve zu finden, doch ohne Erfolg; und Clay und Jonker (25) haben zwar mit engen Schauern eine Andeutung des Gipfels erhalten, doch trat er schwächer auf als bei früheren Versuchen mit weiten Schauern.

Wie sehr die Ergebnisse solcher Versuche von der Art der Zählrohranordnung abhängen, haben Nielsen, Morgan und Morgan (26) gezeigt, indem sie die Versuche von Bothe und Schmeiser etwas abänderten. Diese hatten eine Koinzidenzanordnung von 4 Zählrohren mit trapezförmigem Achsenquerschnitt benutzt (27), über der sich der Streukörper aus Pb befand, dessen Dicke verändert wurde, um die Rossi-Kurve aufzunehmen. Der Streuwinkel der beobachteten Schauer änderte sich zugleich mit dem Abstande des Streukörpers von den Rohren oder dem der beiden unteren Rohre voneinander. Die Anordnung der amerikanischen Forscher hatte außer den 4 Zählrohren noch je zwei äußere Rohre in der oberen und unteren Reihe, die ein zweites Vierkant für Schauer größerer Streuung bildeten. 4fache Koinzidenzen bei der inneren Gruppe wurden als Schauer von 7° Öffnung, solche der äußeren als Schauer von 28° gezählt. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Bothe und Schmeiser waren die beiden so erhaltenen Kurven bei größeren Pb-Dicken ganz parallel und ohne Andeutung eines zweiten Gipfels. Wurden aber die beiden oberen Rohre jeder Vierergruppe parallel geschaltet, so daß sie wie ein Rohr größerer Oberfläche wirkten und nur dreifache Koinzidenzen gezählt wurden, so war die Kurve der engen Schauer der von Bothe und Schmeiser erhaltenen ähnlich und der zweite Gipfel vorhanden. Morgan und Nielsen sind daher der Ansicht, daß der zweite Gipfel von der Art der Koinzidenzanordnung abhängt und die Vorgänge, welche für die Gestalt

der Rossi-Kurve unter großen Pb-Dicken maßgebend sind, sich nicht notwendig auf kleine Streuwinkel beschränken.

Bothe (28) bemerkt dazu, daß eine genaue Analyse der Rossi-Kurve wegen der unvermeidlichen Beeinflussung durch die Schauer aus der Luft und den umgebenden dichteren Massen sehr schwierig ist, auch deswegen, weil gewöhnliche weiche Schauer durch die Teilchen der harten ausgelöst werden. Deshalb können als wesentlich nur das Ansteigen der Kurve jenseits des ersten Gipfels und das Vorhandensein des zweiten Gipfels überhaupt ohne Rücksicht auf seine Höhe angesehen werden, und diese Tatsachen ständen fest. Der zweite Gipfel sei ein direkter Beweis für die Erzeugung sekundärer Teilchen, die 17 cm Pb und mehr durchdringen und folglich keine Elektronen sein können. Es sei also zu empfehlen, sie als Mesonen zu deuten.

Nach Bothe (28, 30) werden also die harten Schauer nicht nur durch Mesonen erzeugt, sondern bestehen auch aus Mesonen sekundärer Art. Im Gegensatz zu den weichen sind diese Schauer wenigstrahlig. Zeugnis davon legen besonders Versuche von H. Maier-Leibnitz ab (31). Sie benutzte dabei eine Nebelkammer, deren Entspannung verlangsamt war, um sie empfindlicher zu machen. Während eine gewöhnliche Kammer bei jeder Entspannung Teilchen aus einem Zeitabschnitt von $^1/_{100}$ bis $^1/_{10}$ sec erkennen läßt, beträgt diese Zeit bei der „langsamen" 1 bis 2 sec, so daß man mit einer Entspannung ein viel größeres Gebiet von Ereignissen beherrscht, allerdings auf Kosten der Schärfe der Aufnahmen. Die Kammer war mit 5 cm Pb gepanzert und befand sich in einem Magnetfeld von 2700 Gauß. Auf den 1610 brauchbaren Aufnahmen waren 4180 Höhenstrahlbahnen vorhanden; diese traten nicht immer einzeln auf, sondern bildeten auch kleine Schauer, die sich durch geringe Winkelöffnung als harte auswiesen. Unter ihnen befanden sich 63 Strahlenpaare, ferner 2 Schauer mit 3 Strahlen; 1 Schauer mit 4 Strahlen und 1 Schauer mit 10 Strahlen. Der mittlere Winkel zwischen 2 Schauerstrahlen war 8,5°, übereinstimmend mit den Zählrohrmessungen von Schmeiser und Bothe an harten Schauern. Die Strahlenarmut dieser Schauer wird als Bestätigung dafür angesehen, daß sie von Mesonen erzeugt werden. Denn wie der zweite Gipfel der Rossi-Kurve beweist, durchdringen die Teilchen der harten Schauer große Schichtdicken. Würden sie also von Elektronen oder Photonen erzeugt, so sollten sie als Kaskadenschauer strahlenreich sein. Damit sei eine neue Wirkung der „schnellen", in der oberen Atmosphäre entstehenden Mesonen entdeckt, nämlich die, daß sie auf ihrem Wege durch die Atmosphäre und dichtere Stoffe sekundäre Mesonen erzeugen.

Für die Erzeugung weicher Schauer durch harte [diese Z. 53, 82 (1940)] kommt dann der von Bhaba untersuchte Vorgang in Betracht, oder nach Heitler (32), daß sich ein Meson mit einem Neutron oder Proton zu einem Proton oder Neutron unter Ausstrahlung eines Lichtquants vereinigt nach dem Schema $Y^+ + N = P + h\nu$ oder $Y^- + P = N + h\nu$. Diese γ-Strahlung von mindestens $6 \cdot 10^7$ eV, die auch in mehreren Quanten auftreten kann, wäre dann wohl imstande, Kaskadenschauer einzuleiten, wie sie selbst in großen Tiefen unter Seehöhe beobachtet werden.

Mit der „langsamen" Nebelkammer war es Maier-Leibnitz auch gelungen, die Bahnen von 5 Sekundärmesonen aufzunehmen, die im Innern der Kammer endigten und aus der 5-cm-Pb-Schicht über ihr kamen. Ihre Massen wurden mit Hilfe der Bahnkrümmung im Magnetfelde zu 20 (unsicher), 100 ± 30, 120 ± 30, 55 ± 35 und 170 ± 100 Elektronenmassen bestimmt. Aus der Gesamtlänge der mit den 5 Bahnenden zugleich aufgenommenen Höhenstrahlspuren ergab sich, daß das Bahnende eines solchen Mesons auf je 70 m Höhenstrahlbahn entfällt, woraus seine Reichweite zu etwa nur 0,15 cm Pb gefolgert wird. Die Bahnenden können daher nicht schnellen Mesonen angehören, die in der oberen Atmosphäre durch die primäre Höhenstrahlung erzeugt werden, da für diese eine viel zu starke Absorption folgen würde. Sie werden deshalb „langsamen" Mesonen zugeschrieben, die von den schnellen längs ihrer Bahn ausgelöst werden und wahrscheinlich deren Bremsung zum großen Teile bedingen. Sie sind aber nicht zu verwechseln mit den Sekundärmesonen der harten Schauer, die viel stärker durchdringend sind und seltener von den schnellen Mesonen ausgelöst werden. Aus den 67 harten Schauern der Aufnahmen von Maier-Leibnitz berechnet sich nach Bothe, daß die mittlere freie Weglänge eines schnellen Mesons bis zur Erzeugung eines mittelschnellen, mit dem es dann einen zweistrahligen harten Schauer bildet, etwa 200 cm Pb beträgt.

Nach Bothe wird die Erzeugung von langsamen Sekundärmesonen auch durch Beobachtungen in Nebelkammern mit dickeren Metallquerwänden bestätigt. Mehrere Forscher, wie Blackett und J. G. Wilson (33), I. G. Wilson (34), Hopkins, Nielsen und Nordheim (35) haben nämlich bemerkt, daß einige Prozent harter Teilchen nach dem Durchgang durch einige Zentimeter Pb oder Cu von sekundären Teilchen begleitet sind, für die nur Bhabasche Ionisationselektronen oder eben langsame Mesonen in Betracht kommen. Da die Versuche von Hopkins, Nielson und Nordheim für die Mehrzahl dieser Sekundärteilchen eine Reichweite von nicht mehr als 0,3 cm Pb ergeben haben, während die von Bhabaschen Elektronen viel höher sein müßte, scheinen sie langsame Mesonen zu sein.

Auf anderem Wege sind zur Annahme langsamer Mesonen Montgomery, Ramsey, Cowie und Montgomery (36) bei einem Versuche gelangt, die mittlere Lebensdauer der Mesonen zu messen. Sie gehen dabei von der Erwägung aus, daß einige Mesonen trotz ihrer kurzen Lebenszeit vor ihrem Zerfall zur Ruhe kommen sollten, so daß die Zeit von diesem Augenblick an bis zum Zerfall durch eine geeignete Versuchsanordnung direkt gemessen werden könnte. Zu diesem Zweck wurde über einer 2 cm dicken Pb-Platte eine Schicht von Zählrohren angebracht, welche die auf das Pb

fallenden Mesonen durch ihre Entladung anzeigten. Über ihnen befand sich eine 12 cm dicke Pb-Schicht, um die weiche Strahlung zu absorbieren. Es wurde angenommen, daß ein gewisser Bruchteil der Mesonen in der 2-cm-Platte angehalten würde und etwas später durch Zerfall Elektronen aussende, die zum Teil auf eine zweite Zählrohrschicht auftrafen, die unter der Pb-Platte angebracht war. Die elektrischen Stromkreise, in denen die Rohre lagen, waren so eingerichtet, daß die Fälle vermerkt wurden, in denen eine Entladung eines Zählrohrs unten auf die Entladung eines oberen nach einer bestimmten Zeit $t_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec und vor $t_2 = 20 \cdot 10^{-6}$ sec erfolgte. Da etwa 7800 Mesonen die beiden Zählrohrschichten stündlich durchsetzten und die Absorptionszahl rund 0,01 cm^{-1} Pb ist, war zu erwarten, daß stündlich 156 in der Pb-Platte stecken bleiben würden, von denen aber nach Maßgabe der geometrischen Anordnung nur etwa der vierte Teil, also 39, die untere Zählrohrschicht durchsetzen konnten. Bei der mittleren Lebensdauer $2{,}7 \cdot 10^{-6}$ sec sollten von ihnen nach roher Schätzung 23 je Stunde in t_1 sec nach dem Steckenbleiben in der Platte zerfallen sein, und so gut wie alle in t_2 sec nachher. Statt der zu erwartenden 23 Zerfallselektronen ergab der Versuch nur $1{,}4 \pm 2{,}4$ je Stunde, so daß der wahrscheinliche Fehler etwa 10% der Erwartung betrug. Für den negativen Ausfall werden langsame Mesonen verantwortlich gemacht, die von Atomkernen stark absorbiert werden und infolgedessen nicht zur Ruhe und zum Zerfall kommen. Ihre Ruhmasse werde vielmehr in eine andere Energieform, wahrscheinlich einen Schauer, verwandelt.

Die von Mesonen hervorgerufenen Schauer sind von Swann und Ramsey (37) mit einem Zählrohrapparat ziemlich verwickelter Bauart untersucht worden. Oben befand sich ein Pb-Block von 20 cm im Geviert und 18 cm Dicke, unter dem noch über eine Gesamttiefe von 140 cm verteilt vier Pb-Platten zu je 1 cm Dicke durch Zwischenräume getrennt folgten. Über dem Block und in geeignetem Abstand über jeder Platte, auch unter der tiefsten, befanden sich Tafeln mit je 18 Zählrohren von 20 cm Länge und 1 cm Durchmesser, von denen jedes mit einem Elektroskop verbunden war. Im übrigen war die Schaltung derart, daß kein Elektroskop ausschlagen konnte, wenn nicht wenigstens ein Strahl, der notwendig ein harter war, durch alle Zählrohrschichten gegangen war und wenigstens ein Rohr jeder Schicht entladen hatte. Jedes Elektroskop war mit einem Spiegel versehen, der mittels eines geeigneten optischen Verfahrens einen Lichtfleck auf einen Glasschirm warf, so daß auf diesem 10 parallele Reihen von Flecken erschienen, von denen jede die Zählrohre einer Schicht darstellte. Die Ablenkung eines der Spiegelflecke war also direkt oder indirekt mit dem Durchgang eines Mesons durch alle Pb-Massen verknüpft, und die gleichzeitigen Ablenkungen der Flecke ergaben ein vollständiges Bild der von ihnen in den verschiedenen Pb-Schichten erzeugten Sekundärstrahlen.

Die erste Versuchsreihe umfaßte 12 Stunden und lieferte 570 Fleckenbilder; eine zweite 555. Bei der ersten z. B. wurden unter 18 cm Pb allein, also ohne die Pb-Platten, 11 Schauer zu je 1 Strahl; 5 zu je 2 Strahlen; 1 zu 3; 2 zu je 4 und je einer zu 5, 6, 7, 8 Strahlen festgestellt; unter 19 cm Pb, wozu eine der Platten hinzugenommen wurde, waren die entsprechenden Zahlen 13; 4; 3; 0; 3; 0; 0; 0; usw. Die durchschnittlichen Zahlen konnten mit denen aus der Bhabaschen Theorie der Ionisationsschauer verglichen werden, nachdem eine bestimmte Masse und Durchschnittsenergie für die auslösenden Mesonen angenommen worden war. Die Übereinstimmung war befriedigend, doch zeigten die Zahlen der einstrahligen Schauer, als die Versuche mit Pb auf Sn, Fe und Mg ausgedehnt wurden (38), eine deutliche Abhängigkeit von der Atomzahl Z, die nach der Bhabaschen Theorie nicht vorhanden ist.

Während die Bhabaschen Schauer aus Elektronen bestehen, schienen aber auch, in allerdings seltenen Fällen, in den beobachteten Schauern Mesonen aufzutreten, die daran erkennbar waren, daß sie nach dem Austritt aus dem 18-cm-Block eine oder mehrere der 1-cm-Platten durchsetzten, ohne Sekundärstrahlen auszulösen.

Ferner sind Mesonenschauer in der Höhenstrahlung von G. Wataghin, M. D. de Souza Santos und P. A. Pompeia (39) nachgewiesen worden. Sie benutzten eine Anordnung von 4 Zählrohren mit rechteckigem Achsenquerschnitt, die aus zwei Koinzidenzanordnungen von je zwei Rohren übereinander im Abstande von 30 cm bestand, die selbst in Koinzidenz geschaltet waren. Die Anordnung war mit Pb gepanzert, so daß jeder Strahl, der eines der beiden „Teleskope" durchsetzte, vorher durch 16 cm Pb gehen mußte, und war folglich geeignet, Mesonenschauer von mindestens zwei Strahlen zu vermerken. Die Versuche fanden 800 m über Seehöhe statt und ergaben in 17 400 Minuten 54 Koinzidenzen. Bei späteren Messungen (40) wurde aus der Abhängigkeit der Koinzidenzzahl vom Abstande der beiden Teleskopanordnungen geschlossen, daß die durchdringenden Teilchen bei den beobachteten Schauern über eine Fläche von etwa 1 m^2 gestreut sind. Darauf wurde noch ein fünftes Zählrohr zwischen den beiden Teleskopanordnungen unter 23 cm Pb angebracht und mit den übrigen in Koinzidenz geschaltet. 5fache Koinzidenzen bedeuteten dann das Auftreten von Schauern mit wenigstens 3 Strahlen. Sie waren an Zahl etwa gleich 15% der 4fachen Koinzidenzen, so daß in rund 15% der Fälle, wo die ursprüngliche 4fache Anordnung ansprach, auch das 5. Zählrohr getroffen wurde. Da das Verhältnis des Grundrisses dieses Rohres zur Gesamtfläche des Schauers etwa 0,01 war, wurde geschlossen, daß die durchschnittliche Zahl der Teilchen dieser Schauer ungefähr 15 ist, und vermutet, daß sie dem Innern der großen Luftschauer angehören.

Zu einem etwas andern Ergebnis sind ebenfalls mit zwei in Koinzidenz geschalteten Teleskopanordnungen V. Josephson, Froman und Stearns (41) in Seehöhe gekommen. Dadurch, daß

sie die beiden Zählrohrpaare, die etwa um 10^0 gegen die Senkrechte geneigt waren, auch noch etwas gegeneinander neigten und die Koinzidenzzahlen in den beiden Lagen miteinander verglichen, stellten sie im zweiten Fall eine größere Koinzidenzzahl fest und schlossen daraus, daß die meisten beobachteten Schauer durchdringender Teilchen ziemlich nahe über dem Apparat und nicht in großen Höhen, wie bei den großen Luftschauern, entstanden sein müßten.

Ehmert (42) hat zur Untersuchung der harten Schauer dieselbe Koinzidenzanordnung wie bei seinen Messungen im Bodensee [diese Z. **52**, 204 (1939)] angewendet, da sie vorwiegend enge Schauer vermerkte, nämlich zwei Zählrohrpaare übereinander, zwischen welche Absorberschichten gebracht wurden. Als Streukörper über der Anordnung diente eine 1,5 cm dicke Fe-Platte. Der mittlere Streuwinkel aus dem Fe war 5^0. Als Absorptionszahl für die Schauer ergab sich 0,30 je Zentimeter Pb in befriedigender Übereinstimmung mit der von Schmeiser und Bothe gefundenen. Da nach deren sowie den Ergebnissen von Maier-Leibnitz die harten Schauer meist zweistrahlig sind, wurde untersucht, ob das eine Teilchen primär, das andere sekundär ist, oder beide sekundär von einem Meson abstammen, mit dem Erfolge, daß beide Fälle wahrscheinlich vorkommen, der zweite aber häufiger sein dürfte. Für den Fall zweier Sekundärstrahlen würde aus der Absorptionszahl 0,30 je Zentimeter Pb des Schauers $\mu = 0{,}15$ je Zentimeter Pb als Absorptionszahl des einzelnen Teilchens folgen, was mit dem von Kolhörster und Mitarbeitern für einzelne Schauerstrahlen erhaltenen $\mu = 0{,}12$ je Zentimeter Pb im Einklang ist. Ebenso gut stimmen die mit Fe als Absorber vorgenommenen Messungen mit denen von Maass [diese Z. **53**, 82 (1940)] überein, indem Maass 0,08 je Zentimeter Fe und Ehmert als untere Grenze 0,065 je Zentimeter Fe finden als Beweis dafür, daß die von Maass nachgewiesene harte Sekundärstrahlung mit den harten Schauern identisch ist. In Bezug auf die zweistrahligen harten Schauer nimmt Ehmert an, daß sie zumeist aus zwei langsamen Mesonen bestehen, die nacheinander von einem schnellen Meson erzeugt werden.

Schrifttumsverzeichnis.

1. Z. Physik **111**, 501 (1939). — 2. Physik. Z. **38**, 975 (1937). — 3. Z. Physik **115**, 326 (1940). — 4. Physic. Rev. **57**, 847 (1940). — 5. Nature (Lond.) **144**, 782 (1939). — 6. Physic. Rev. **56**, 494 (1939). — 7. Z. Physik **82**, 151 (1933). — 8. Physic. Rev. **46**, 653 (1934). — 9. Nature (Lond.) **142**, 158 (1938). — 10. Physic. Rev. **55**, 24 (1939). — 11. Physic. Rev. **55**, 503 u. **56**, 219 (1939). — 12. Rev. Mod. Physics **11**, 208 (1939). — 13. Rev. Mod. Physics **10**, 230—235 (1938). — 14. Physic. Rev. **55**, 1266 (1939). — 15. Physic. Rev. **57**, 337 (1940). — 16. Physic. Rev. **57**, 1047 (1940). — 17. Physic. Rev. **56**, 502 (1939). — 18. Physic. Rev. **56**, 640 (1939). — 19. Proc. Roy. Soc. **168**, 519 (1938). — 20. C. r. Acad. Sci. Paris **208**, 1641 u. **209**, 481 (1939). — 21. Naturwiss. **27**, 484 (1939). — 22. Rev. Mod. Physics **11**, 288 (1939). — 23. C. r. Acad. Sci. Paris **209**, 536 (1939). — 24. J. Physique **10**, 1 (1939). — 25. Rev. Mod. Physics **11**, 277 (1939). — 26. Physic. Rev. **55**, 995 (1939). — 27. Physik. Z. **38**, 964 (1937) u. Z. Physik **110**, 443 (1938). — 28. Rev. Mod. Physics **11**, 282 (1939). — 29. Naturwiss. **28**, 779 (1940). — 30. Naturwiss. **27**, 305 (1939). — 31. Z. Physik. **112**, 569 (1939). — 32. Proc. Roy. Soc. **166**, 529 (1938). — 33. Proc. Roy. Soc. **160**, 304 (1937). — 34. Proc. Roy. Soc. **166**, 482 (1938). — 35. Physic. Rev. **55**, 233 (1939). — 36. Physic. Rev. **56**, 635 (1939). — 37. Physic. Rev. **56**, 378 (1939). — 38. Physic. Rev. **57**, 749 (1940). — 39. Physic. Rev. **57**, 61 (1940). — 40. Physic. Rev. **57**, 339 (1940). — 41. Physic. Rev. **57**, 335 (1940). — 42. Z. Physik **113**, 234 (1939).

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Tafeln elementarer Funktionen. Von Fritz Emde. XII, 181 Seiten mit 83 Textfiguren. Leipzig-Berlin: B. G. Teubner 1940. Text in deutscher und englicher Sprache. Preis geb. RM 12,—.

1933 erschienen in 2. Auflage mit 330 Seiten Umfang die Funktionentafeln mit Formeln und Kurven von E. Jahnke und F. Emde [diese Z. **48**, 186 (1935)]; sie sind 1938 unter dem gleichen Titel in 3. Auflage mit 305 Seiten Umfang neu herausgekommen [diese Z. **52**, 211 (1939)]. Dabei waren die ersten 75 Seiten der 2. Auflage, die es mit den elementaren Funktionen zu tun hatten, in der 3. Auflage weggeblieben und sollten, durch ausführliche Zahlentafeln und viele graphische Darstellungen ergänzt, in einem besonderen Buche zusammengefaßt werden. „An den elementaren Funktionen sind viele Rechner interessiert, die mit den höheren Funktionen niemals in Berührung kommen, für sie wäre der Hauptinhalt der Funktionentafeln nur Ballast", lautete die Begründung dieser Teilung.

Nun liegt in den „Tafeln elementarer Funktionen" die geplante selbständige Ausgabe vor. Die 17 Abschnitte sind überschrieben: Potenzen; Faktorentafel; Hilfstafeln für das Rechnen mit komplexen Zahlen; Quadratische, Kubische, Biquadratische Gleichungen; Winkel in Graden, Rechten, Radianten; Besondere Funktionen; Transzendente Gleichungen; Kreis- und Hyperbelfunktionen einer komplexen Veränderlichen; Die Funktion $\frac{tg(i^{0,5}r)}{i^{0,5}r}$; Tschebyschewsche Polynome; Die Funktion z^z; Näherungsrechnungen mit Polynomen; Einige Bemerkungen über Zahlenrechnungen. Die Frage, welche Hilfsmittel zur Erleichterung des Rechnens in den verschiedenen Gebieten die Zahlentafeln vorlegen, läßt sich kurz so beantworten: alle erwünschten; denn die Aufzählung der großen Fülle ausgezeichneter Hilfen, denen man auf Schritt und Tritt begegnet, ist im Rahmen einer Buchbesprechung unmöglich. „Nimm und lies!" muß es heißen, wenn über die vielen Einzelheiten Auskunft verlangt wird. Was der Physiker, der Ingenieur und auch die Vertreter aller Nachbargebiete nicht nur im allgemeinen, sondern auch für zahlreiche Sonderzwecke an Unterstützungen nötig haben, wird in dem Buche geboten. Über den Grad der erreichten Genauigkeit bleiben nirgends Zweifel, und die reichlich

eingestreuten graphischen Darstellungen geben aufschlußreiche Übersichten über den Funktionenverlauf. Es ist nun nicht so, daß man für einen bestimmten Zweck einfach den entsprechenden Abschnitt des Buches aufzuschlagen brauchte, um ohne weiteres Anleitung zu der gewünschten Ausrechnung entnehmen zu können. Vielmehr verlangen die Tafeln voraufgehendes Einarbeiten in ihre Benutzung. Diese Mühe wird aber voll belohnt durch die bei der Vorbereitung gewonnene Einsicht in Zusammenhänge, die erst das nähere Studium aufdeckt.

Daß dabei manches in einem ungewohnten Licht erscheinen wird, mag das Beispiel der quadratischen Gleichung $x^2 + px + q^2 = 0$ zeigen. Zur Bestimmung ihrer Wurzeln liefern Tafeln für die Beträge $\frac{p}{q}$ die beiden zugehörigen Werte $\frac{x_1}{q}$ und $\frac{x_2}{q}$, und die dafür gegebenen Kurven wird sich wohl mancher noch nicht vorgestellt haben. In Arbeitsgemeinschaften könnte man sogar Schüler veranlassen, diese Kurven nach Berechnung einiger Punkte selbst zu entwerfen. Daß in Abschnitt I eine Wurzeltafel auf nur 2 Druckseiten sämtliche Quadrat- und Kubikwurzeln gibt, dürfte auch überraschen. Solche hochinteressanten Berührungspunkte mit dem Schulunterricht sind in den Tafeln sehr zahlreich zu finden.

So kann den Berufskameraden in Mathematik, Physik, Technik und Chemie die Beschaffung des in Rede stehenden Werkes, das im Hinblick auch auf die gediegene äußere Ausstattung durchaus wohlfeil ist, warm empfohlen werden. Dem Verfasser F. Emde aber gebührt noch herzlichster Dank dafür, daß er in unbebeugsamer Beharrlichkeit nach der alten Richtschnur gehandelt hat: „Keine Mühe ist zu groß, die anderen Mühe erspart." *H. Matthée.*

Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen. Von Dr. sc. nat. Wilhelm Jost, Professor am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Leipzig. VIII, 608 Seiten und 277 Abbildungen. Preis brosch. RM 46,50; geb. RM 49,50. Berlin: Julius Springer.

Von dem reichen Inhalte des Buches an experimentellen und theoretischen Grundtatsachen der Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen mögen uns einige Stichworte Kenntnis geben; es werden unter anderem behandelt Funkenzündung, Fortpflanzung von Explosionen, Explosionen in geschlossenen Gefäßen, Detonationen, Flammentemperaturen, Verbrennung von Knallgas, Kohlenoxyd und Kohlenwasserstoffen, Verbrennung im Otto- und Dieselmotor. Das Ziel des Verfassers, in dem Buche sowohl eine Einführung in das ganze Gebiet zu vermitteln, als auch dem Ingenieur, Chemiker oder Physiker, der auf Teilgebieten arbeitet, förderlich zu sein, ist vollkommen erreicht worden, zumal es an deutschsprachigen Monographien mangelt, und der Leser ohne dieses Werk entweder auf englische Bücher angewiesen wäre oder seine Belehrungen aus Zeitschriften und Einzelwerken zusammensuchen müßte. Der Inhalt ist so aufgebaut, daß zum Verständnis eines einzelnen Kapitels nicht unter allen Umständen das Durcharbeiten des ganzen Buches erforderlich ist; wenigstens in der ersten Hälfte des Werkes sind manche Kapitel für sich verständlich. Allerdings wird beim Leser hierbei ein tüchtiges Maß mathematischen Könnens Voraussetzung sein. Dankenswert zu begrüßen ist das am Schlusse des Buches zusammengestellte Schrifttum über Verbrennungsvorgänge in Gasen; aus der hier aufgeführten großen Zahl von Monographien, Handbüchern, Tagungsberichten und Einzelarbeiten kann der Leser sich weitere Auskünfte holen. Viele Abbildungen erleichtern das Verständnis des Inhalts. *W. Bahrdt.*

Funktechnik. Eine Einführung in die Grundlagen durch Versuchsbeispiele, bearbeitet vom Reichsinstitut für Berufsausbildung in Handel und Gewerbe. 124 Seiten mit 160 Abbildungen im Text. Leipzig u. Berlin: B. G. Teubner 1940. Preis kart. RM 3,00.

Das Büchlein ist für den großen Kreis von Volksgenossen bestimmt, der beruflich oder aus Liebhaberei mit der Funktechnik sich beschäftigt, dem aber die Sprache der Mathematik und Physik nicht zu Gebote steht. 82 wohl durchdachte, mit einfachsten Mitteln ausführbare Versuche bilden die Grundlage dieser Einführung in die Funktechnik und werden durch sehr anschauliche Zeichnungen und einen leicht verständlichen Text erklärt. An die Stelle der mathematischen Abstraktion tritt hier die bildliche durch die schematische Zeichnung, die der Versuchsdarstellung genau nachgebildet ist. Da die Einzelstücke des Versuchsaufbaus mit Größenangaben versehen sind, dürfte es dem Lernenden nicht schwer fallen, die Versuche selbst auszuführen. Auch der Leser, dem kein Versuchsgerät zur Verfügung steht, wird zum Durchdenken der Anordnungen an Hand der Zeichnungen und textlichen Erläuterungen angeregt. Besonders in Verbindung mit dem Datsch-Versuchsgerät „Elektrische Schwingungen" dürfte das Buch der bastelnden Jugend Freude bereiten. *W. Spreen.*

Jahrbuch der AEG-Forschung. Herausgeber W. Petersen und C. Ramsauer, Redaktion H. Backe. 7. Band, 2. und 3. Lieferung. Berlin: Julius Springer 1940. Preis RM 5,—.

Mit den im August und Dezember 1940 erschienenen beiden Heften liegt der 7. Band des Jahrbuches der AEG-Forschung abgeschlossen vor. Er gibt einen Eindruck von der wissenschaftlichen Arbeit, sowohl auf technischem wie auf rein physikalischem Gebiete, die auch im Krieg in der AEG geleistet wird. Das erste Heft des Bandes war ein Sonderheft mit dem Thema: Übermikroskop. Es ist wegen des weit über den engeren Kreis der Fachleute hinausgehenden Interesses hier bereits gesondert besprochen worden [54, 26 (1941)]. Die beiden neu vorliegenden Hefte befassen sich ausschließlich mit Spezialfragen aus der Elektrotechnik. Zwei Arbeiten stammen aus den Fabriken der AEG in der Brunnenstraße: H. Jordan untersucht in dem Aufsatz „Selbsterregte Pendelungen einer elektrischen Welle" die

Stabilitätsbedingungen für eine elektrische Welle aus zwei gleichen Maschinen für bestimmte, praktisch wichtige Sonderfälle; K. Schönbacher gibt in seiner Dissertation „Entwicklung und Auswertung der Ersatzschaltbilder elektromagnetischer Verkettungen" ein graphisches Verfahren an, das gestattet, Verkettungsprobleme der Wechselstromtechnik auf galvanisch zusammenhängende Schaltungen zurückzuführen und erleichtert damit die Lösung solcher Probleme. W. Rabus aus der Fabrik für Transformatoren und Hochspannungsschalter untersucht die „Überspannungen bei der Doppelerdschlußabschaltung in kompensierten Drehstromnetzen und ihre Begrenzung durch Überspannungsableiter"; F. Moldenhauer von der AEG-Turbinenfabrik erörtert theoretisch und experimentell die „Nutenharmonische von Turbogeneratoren", d. h. die in der Spannungskurve eines Generators eintretenden Oberwellen, die durch die Anordnung der Wickelung in Nuten bedingt ist, und die Möglichkeit, sie zu vermeiden. H. Buchholz vom Zentrallaboratorium der AEG für Fernmeldewesen setzt in einer theoretischen Untersuchung über „Das Strahlungsfeld eines quer zur Achse stehenden Dipols im Hohlraum eines Kegels" eine in den Annalen der Physik veröffentlichte Untersuchung fort. Den Schluß des Bandes bildet ein Aufsatz von B. Kockel vom AEG-Forschungsinstitut über den „Wirkungsgrad ungeschlitzter und geschlitzter Magnetfeldröhren." Besonders zu erwähnen ist die vorzügliche Ausstattung des Bandes, die sich in dem übersichtlichen Druck, besonders bei umfangreicheren Rechnungen, ebenso wie in dem Papier und der geschmackvollen Einbanddecke zeigt. *Ernst Zimmer.*

Umsturz im Weltbild der Physik. Von Ernst Zimmer. Fünfte, erweiterte Auflage. 296 Seiten mit 77 Abbildungen. München: Knorr und Hirth. 1940. Preis geh. RM 4,50, Leinen RM 5,70.

Die 5. Auflage stimmt mit den früheren weitgehend überein, abgesehen von kleinen Zusätzen und Ergänzungen. Größere Erweiterungen bringt lediglich das Kapitel über Kernphysik, wo sie mit Rücksicht auf die inzwischen erfolgte wissenschaftliche Fortentwicklung notwendig waren. Für die Beurteilung des ausgezeichneten Buches kann also auf die in dieser Zeitschrift [48, 139, 283 (1935)] veröffentlichten Besprechungen der 1. und 2. Auflage hingewiesen werden. Gelegentlich mag der Titel des Buches bei Laien, die von dem Buch eben nicht mehr als den Titel gelesen haben, unzutreffende Vorstellungen über die Sicherheit physikalischer Erkenntnisse auslösen. Man kann solchen Irrtümern nicht besser entgegentreten, als es der Verfasser im Vorwort zur 5. Auflage tut. Aus diesem Grunde mögen die darauf bezüglichen Sätze hier mitgeteilt werden:

„Der Titel des Buches — Umsturz im Weltbild der Physik — darf nicht falsch verstanden werden. Experimentell gefundene Tatsachen und die Deutung derselben innerhalb eines physikalischen Weltbildes darf man nicht miteinander verwechseln. Nie wird in der Physik eine einmal erkannte Wahrheit zur Unwahrheit. Wohl aber kann es beim Fortschreiten der Wissenschaft vorkommen, daß gut begründete Begriffe und Vorstellungen, die bis dahin mit bestem Erfolg angewandt wurden und von denen man mit einer selbstverständlichen Unbekümmertheit annahm, daß sie allgemein gültig seien, nicht mehr geeignet sind, neue Entdeckungen verständlich zu machen. Der Physiker muß dann neue Begriffe und Vorstellungen suchen, um die neu bekannt gewordenen Tatsachen zu verstehen. Unser tatsächliches Wissen zwar vermehrt sich nur immer; dabei erleidet aber unser physikalisches Weltbild eine innere Umgestaltung, die man kaum anders als einen Umsturz bezeichnen kann." *P. Henckel.*

Einführung in die allgemeine und anorganische Chemie. 8. Auflage. Von Smith-d'Ans. IX, 834 Seiten mit 135 Abbildungen. Karlsruhe a. Rh.: G. Braun 1940. Preis in Leinen geb. RM 14,—.

Dieses Werk ist schon vor dem Weltkrieg ein willkommener Helfer allen denen gewesen, die sich mit dem Studium der Chemie zu befassen hatten. So wurde es in gleicher Weise von angehenden Chemikern, Technikern, Medizinern u. a. gern benutzt. In der jetzt vorliegenden 8. Auflage ist das Äußere dieses Veteranen der Chemiebücher — der bekannte biegsame, blaue Einband — nicht verändert worden. Auch der für ein Werk von über 800 Seiten als mäßig zu bezeichnende Preis erleichtert jedem Interessenten die Anschaffung. Im Inhalt konnte die Anordnung des Stoffes ungefähr erhalten bleiben, jedoch sind in Anpassung an die Fortschritte unserer Erkenntnis eine ganze Reihe Einfügungen vorgenommen worden. Ich erwähne an dieser Stelle die Abschnitte: Deuterium, Geochemie, Raman-Effekt, Metallcarbonyle und intermetallische Bindung. Man sieht, daß der Anschluß an die Entwicklung mit Erfolg versucht worden ist. Die Anschaffung dieser Einführung für Büchereien von Oberschulen kann, wie früher, so auch heute nur empfohlen werden.

G. Mangliers.

Chemie — Überall Chemie. Von Dr. rer. nat. E. Pilgrim. 290 Seiten mit 24 Abbildungen im Text und 43 auf Tafeln. Leipzig u. Berlin: B. G. Teubner 1940. Preis geb. RM 7,50.

Seitdem die Chemie durch die Bewältigung großer nationaler Aufgaben im Rahmen des Vierjahresplanes auch dem Laien wieder Interesse abzugewinnen vermag, sind mehrere Bücher erschienen, welche die Bedeutung der Chemie für die deutsche Volks- und Wehrwirtschaft besonders herausstellen. Das vorliegende Buch behandelt neben der volkswirtschaftlichen vor allem die stoffliche Seite der chemischen Erzeugnisse des täglichen Lebens. Was uns heute in Küche und Haus an Nahrungs- und Genußmitteln, in Kleidung, Körperpflege und Heilmitteln, in Brandbomben und Kampfstoffen, in Landwirtschaft und Industrie, in Garage und Werkstatt an Stoffen begegnet, wird nach seiner Entstehung untersucht und in denkbar einfacher Weise — so gut wie ohne chemische Formeln und Gleichungen — zur Darstellung gebracht. Vieles, das man aus der Chemie des täglichen Lebens in den wissenschaftlichen Lehrbüchern aus guten Gründen nicht findet, wird

hier anregend und lebendig, im Unterhaltungsstil und doch wissenschaftlich einwandfrei, beschrieben.

Das Buch beginnt mit der Chemie „um die Morgenstunde", mit dem Waschen und der Seife, mit der Hautpflege- und den Zahnputzmitteln, dem Ankleidetisch und seiner gesamten Ausstattung, um dann zum Frühstück überzugehen, das mit der Milch anfängt, worauf Kakao, Schokolade, Kaffee und Tee, Zucker und Brot, Butter und Käse, Eier und Honig folgen. Dann kommen die Wasch- und Putzmittel, die Fleckenentfernung, Schuhcreme und Bohnermassen und die Metalle im Haushalt. Immer mehr geht das Buch dann zu umfassenden Abschnitten über, die den oben schon genannten Anwendungsgebieten der Chemie gewidmet sind. Eine Übersicht über das Schrifttum für den Wißbegierigen beschließt das Buch. Die Abbildungen, namentlich die auf Tafeln mit satiniertem Papier, sind durchweg gut, sowohl hinsichtlich der gewählten Motive wie der bildtechnischen Ausführung.

Das Buch erscheint wohl geeignet, dem Laien einen Begriff vom Wesen der Chemie und von ihrer nationalpolitischen Bedeutung zu geben. Es dürfte sich vor allem an die Frauen wenden, wie man an der Betonung der Chemie der Hauswirtschaft und an dem Zurücktreten der Wehrchemie erkennt. Es bietet auch dem Lehrer der Chemie für seinen Unterricht mancherlei Anregung und wird von älteren Schülern gern gelesen werden.

Auf eine kleine Unstimmigkeit sei hier hingewiesen: auf S. 132 werden die Pektinstoffe den Eiweißverbindungen gleichgesetzt, nachdem sie auf S. 130 richtig als hochmolekulare Kohlenhydrate bezeichnet worden sind.

L. Dörmer.

Lehrgang für Drogistenfachschulen. Bd. 1a. **Chemisches Praktikum.** Von Adolf Rettenmaier. 70 Seiten mit 13 Abbildungen. Eberswalde bei Berlin: Rudolf Müller 1940. Preis RM 3,20.

Das zu dem Hauptwerk von H. Irion gehörige „Chemische Praktikum" bringt nichts wesentlich Neues gegenüber den ja meist vorhandenen analytischen Lehrbüchern. Von den 4 Abschnitten hat nur der vierte, die chemische Warenprüfung, für den Chemielehrer an Mädchenschulen besonderes Interesse. Es sind da eine ganze Reihe Versuche mit bekannten Artikeln des Drogenhandels erwähnt, die man recht gut im Praktikum und auch im Unterricht von Schülerinnen (und Schülern) ausführen lassen kann. An untersuchten Stoffen erwähne ich u. a.: Persil, Ortizon, Ata; Entfärber. Wenn in den Büchereien eine Schrift über derartige Versuche fehlt, so kann dieses preiswerte Buch wohl empfohlen werden. *G. Mangliers.*

Ausführung quantitativer Analysen. Von Heinrich und Wilhelm Biltz. 3. Auflage; 5. bis 6. Tausend. 414 Seiten mit 49 Abbildungen. Leipzig: S. Hirzel 1940. Preis geb. RM 19,—.

Schon vor 2 Jahren habe ich an gleicher Stelle [52, 87 (1939)] dieses bekannte und bewährte Werk besprochen. Die Neuauflage ist in ihrem Umfange fast unverändert geblieben (Zuwachs nur 3 Seiten). Abweichungen sind vor allem in den Abschnitten: Maßanalyse und Leichtmetalle zu verzeichnen. So muß die gravimetrische Untersuchung einiger Leichtmetalle als Neuaufnahme durchaus begrüßt werden. Wenn ich in meiner früheren Besprechung die Anschaffung dieses Buches sehr empfohlen habe, da es ein ausgezeichnetes Hilfsmittel für den allgemeinen Unterricht wie auch für die Durchführung von Arbeitsgemeinschaften ist, so kann ich diese Empfehlung hinsichtlich der Neuauflage nur wiederholen. Auch jetzt steht das praktische Arbeiten vor dem theoretischen Hintergrunde, so daß auch der Anfänger an Hand der „Ausführung quantitativer Analysen" derartige Arbeiten wirklich ausführen kann. Die Ausstattung des Werkes durch den Verlag hat sich nicht geändert; sie ist wie damals erstklassig.

G. Mangliers.

Elektrochemisches Praktikum. Von Prof. Dr. Erich Müller. 5. Aufl. 276 Seiten mit 90 Abbildungen und 36 Skizzen. Dresden: Theodor Steinkopff 1940. Preis geb. RM 10,—.

Als wesentliche Neuerung des bekannten Übungsbuchs ist wohl zu erwähnen, daß die in den bisherigen Auflagen erfolgten Hinweise auf das Werk von F. Foerster: „Elektrochemie wäßriger Lösungen" unterblieben sind, da dieses Buch zur Zeit vergriffen ist. Das Praktikum hat sich damit fast zu einem Lehrbuch entwickelt, denn an die Stelle der Hinweise mußten ja nun Erläuterungen treten. In der vorliegenden Form kann man das Werk als unbedingt erforderlich bezeichnen für jeden, der die Absicht hat, elektrochemische Arbeiten auszuführen. Das umfangreiche Zahlenmaterial, das sich auf diesen 276 Seiten findet, sowie die große Zahl guter Abbildungen und Skizzen werden dem angehenden Elektrochemiker immer eine wertvolle Hilfe bei seiner Tätigkeit bieten. *G. Mangliers.*

Chemie des Waffen- und Maschinenwesens. Von Siegfried Paarmann. Zweite, neubearbeitete Auflage. V, 266 Seiten mit 54 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1940. Preis RM 12,—.

Diese Neuauflage hat in der heutigen bewegten Zeit, die auch an den Chemiker häufig knifflige Sonderfragen stellt, naturgemäß großes Interesse. Ich möchte gleich vorweg bemerken, daß es bedauerlich ist, wenn die Anschaffung des „Paarmann" nicht für alle höheren Schulen obligatorisch gemacht werden kann. Ein Stück dieses Buches gehört meines Erachtens unbedingt in jede Bücherei. Um einen Überblick über das Gebotene zu geben, möchte ich aus dem Inhalt folgende Abschnitte erwähnen: Säuren und Salze im Kesselbetrieb; Säuren und Salze als Kampfmittel; Brisante Sprengstoffe; Chemische Kampfstoffe und Gasschutz. Das in der ersten Auflage noch zu Anfang des Buches zusammengestellte Schrifttum ist in der Neuauflage jeweils am Schluß des zugehörigen Abschnitts eingefügt, so daß eine viel stärkere Anregung zur Nacharbeit gegeben wird. Die ganz vorzügliche Ausstattung durch den Verlag erhöht das Vergnügen, wenn man dieses Buch zur Hand nimmt. Den Herren Fachkollegen kann ich nur einen Rat geben: „Anschaffen, nichts als anschaffen"! *G. Mangliers.*

Grundlagen der Metallkunde in anschaulicher Darstellung. Von Prof. Georg Masing. 127 Seiten mit 121 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1940. Preis RM 8,70, geb. RM 9,60.

Das kleine Werk wendet sich nicht an den Spezialisten, sondern an alle technisch oder naturwissenschaftlich Interessierten, die einen Einblick in die moderne Metallkunde gewinnen wollen. Neben einer Reihe naturgemäß physikalisch betonter Abschnitte kommt auch die Chemie bei der Besprechung des „chemischen Verhaltens der Metalle nichtmetallischen Angriffsmitteln gegenüber" zu ihrem Recht. Der Einfluß der Elementbildung auf die Korrosion, der Lochfraß, die Passivität der Metalle werden hier geschildert. Besonders bemerkenswert ist die große Zahl vorzüglicher Abbildungen, vor allem von Gefügebildern.

G. Mangliers.

Grundzüge der Lehre vom Stoffwechsel und der Ernährung. Von Dr. Amandus Hahn. VIII, 68 Seiten, 1 Abbildung und 14 Tabellen. Stuttgart: Ferdinand Enke. Preis RM 4,—.

Die Ernährung ist ohne Zweifel einer der wichtigsten Umweltfaktoren unseres Daseins. Das Interesse für Ernährungsfragen ist deshalb in unserem Zeitalter der Hygiene in weitesten Kreisen ein sehr lebhaftes, und eine Fülle volkstümlicher Bücher sucht das Bedürfnis nach Aufklärung auf diesem Gebiete zu befriedigen. Leider hält das Großstadttempo unserer Zeit trotz der Wichtigkeit der hier vorliegenden Probleme viele davon ab, sich näher mit den eigentlichen Grundlagen der Ernährungslehre zu beschäftigen. Die meisten wollen nur fertige Urteile über die einzelnen Kostformen oder einige Faustregeln haben, die sie der Mühe des eigenen Denkens entheben. Bedauerlicherweise ist unser Instinkt aus mehreren Gründen nicht mehr der sichere Führer in diesem Labyrinth der verschiedensten Ernährungsweisen. Wollen wir nicht ein Opfer einseitiger Reformvorschläge der zahlreichen Ernährungsfanatiker werden, so bleibt uns nichts anderes übrig, als uns eine eigene Einsicht in die hier obwaltenden Gesetzmäßigkeiten zu verschaffen.

Es ist deshalb zu begrüßen, daß ein wirklicher Fachmann wie Prof. Dr. Amandus Hahn, der Verfasser eines Grundrisses der Biochemie und einer Einführung in die physiologisch-chemischen Arbeitsmethoden, sich der Mühe unterzogen hat, das schwierige Gebiet der Lehre vom Stoffwechsel und der Ernährung in einer jedem naturwissenschaftlich vorgebildeten Laien verständlichen Weise darzustellen. Das außerordentlich verwickelte Ineinandergreifen physikalischer, chemischer und biologischer Vorgänge im Stoffwechselgeschehen machte es notwendig, daß der Verfasser sich auf das Wesentliche beschränkte, dieses dafür aber um so klarer herausarbeitete. Das vorliegende Buch macht das Einarbeiten leicht durch klare Gliederung des Stoffes und durch eine knappe, aber ausreichende Darstellung der wichtigsten Grundbegriffe. Viele mit Zahlenbeispielen durchgerechnete Stoffwechselversuche erhöhen die Anschaulichkeit der Darstellung. Ausgehend von der Zusammensetzung des menschlichen Körpers, der Nahrungsstoffe und Nahrungsmittel leitet der Verfasser sofort zu den greifbaren Stoffwechselprodukten und ihren Meßmethoden über.

Nach Besprechung des Grundumsatzes werden die verschiedenen Bedingungen, unter denen sich die Stoffwechselvorgänge abspielen, wie Hunger, Außentemperatur, gegenseitige Beeinflussung der verschiedenen Nahrungsstoffe und Arbeitsleistung, einer kritischen Betrachtung unterzogen. Die Besonderheiten des Stoffwechsels der einzelnen Nahrungsstoffe führen dann zu dem zweiten Hauptteil, der Ernährung des Menschen. Hier stellt er die Normen auf, deren Innehaltung bei jeder Ernährung zu beachten ist, wenn man sich vor Schaden bewahren will. Auf die Darstellung der energetischen Grundlage folgt die stoffliche Seite des Ernährungsproblems unter besonderer Kritik der wichtigen Eiweißfrage, so daß schließlich die verschiedenen Grundforderungen, welche die Ernährungslehre an jede Kostform stellt, vollkommen verständlich heraustreten. Den Schluß bilden die Vitamine, die nach ihrer chemischen Zusammensetzung, ihrer Bestimmung, ihrem Verhalten im Körper, ihrem Vorkommen, dem täglichen Bedarf, den mit ihnen zusammenhängenden Krankheitserscheinungen und den käuflichen Präparaten behandelt werden.

So ist es dem Verfasser gelungen, durch eine zweckmäßig begrenzte Auswahl aus Theorie und Praxis einen tiefen Einblick in das verwickelte Stoffwechselgeschehen nach dem heutigen Stande der Ernährungswissenschaft zu geben. Er erspart dem Nichtmediziner, besonders dem Biologie- und Chemielehrer, das Studium eines Handbuches. Aber trotz aller Klarheit der Darstellung verlangt die Natur des Gegenstandes von dem Leser ein nicht geringes Maß an Denkarbeit, wenn er den Nutzen haben will, den ein Durcharbeiten dieses Buches zu bieten vermag. *O. Curio.*

Die Bodenschätze Großdeutschlands sowie Polens und der Slowakei. Von Prof. Ludwig Ruger. 2. neubearbeitete Aufl. XI, 360 Seiten mit 86 Abbildungen und 4 Lagerstättenkarten. München: C. H. Beck 1939. Preis geh. RM 4,80, in Leinen RM 6,50.

Die Neuauflage erforderte eine völlige Umarbeitung, da durch die politischen Veränderungen seit 1937 gerade die Bodenschätze Deutschlands viel umfangreicher geworden sind. Das Werk, welches sowohl für den Geographen als auch für den Chemiker an höheren Schulen sehr brauchbar ist, gliedert sich in zwei Hauptabschnitte, die Nichterze und die Erze. Innerhalb dieser Teile findet man wirklich alles Wissenswerte über die Stoffe selbst wie über ihre Lagerstätten. Die vorhandenen Abbildungen, meist gezeichnet, eignen sich gut zur Projektion, so daß man ein wirkliches Hilfsmittel für den Unterricht hat. In 3 abschließenden Kapiteln werden die Bodenschätze unserer Kolonien, Polens und der Slowakei kurz, aber ausreichend behandelt, damit auf diesen Gebieten auftauchende Fragen beantwortet werden können. Als besonders erfreulich muß es bezeichnet werden, daß die statistischen Angaben durchweg bis in die letzte Zeit hinein ausgeführt wurden, wodurch in diesem Buche gerade das zu finden ist, wonach man anderweitig vergebens sucht. *G. Mangliers.*

Für die Redaktion verantwortlich: Professor H. Matthée, Berlin W 9.
Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagsbuchhandlung gestattet.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck der Universitätsdruckerei H. Sturtz A.G., Würzburg